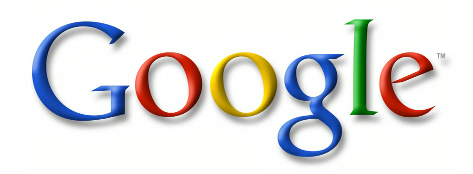
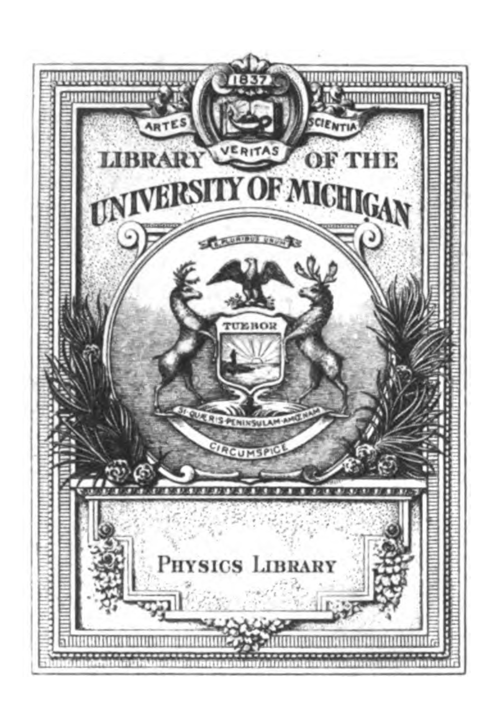
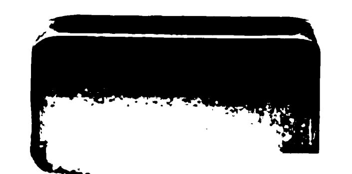






1837
ARTES
VERITAS
SCIENTIA
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
TUEBOR
SI QUÆRIS PENINSULAM AMŒNAM
CIRCUMSPICE
PHYSICS LIBRARY





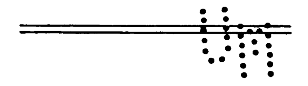
OTTO HARRASSOW
BUCHHANDLUN

ZEITSCHRIFT
FÜR
TECHNISCHE PHYSIK

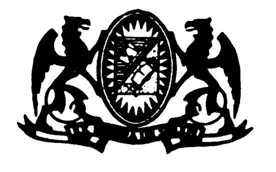
HERAUSGEGEBEN
VON DER
DEUTSCHEN GESELLSCHAFT
FÜR TECHNISCHE PHYSIK E.V.

UNTER MITWIRKUNG
VON
PROF. DR. GEORG GEHLHOFF UND DR. HANS RUKOP

SCHRIFTLEITUNG:
PROFESSOR DR. WILHELM HORT



SIEBENTER JAHRGANG



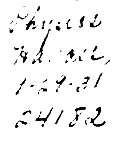
1926

VERLAG VON JOHANN AMBROSIUS BARTH IN LEIPZIG

Zeitschrift für technische Physik

1926 **Siebenter Jahrgang** **Nr. 1**

INHALT:



Auf Beschluß der Hauptversammlung am 13. September ds. Js. in Danzig wurde der Jahresbeitrag für das Jahr 1926 wie folgt festgesetzt:

Groß-Berliner Mitglieder . . . . . Rm 25,—
Auswärtige Mitglieder . . . . Rm 18,—
Ausländische Mitglieder . . . . . . $ 5,—
oder den in der betreffenden Landeswährung umgerechneten Betrag.
Für Firmen und korporative Mitglieder gilt das Dreifache dieser Beträge.

Es wird gebeten, obige Beiträge baldmöglichst auf unser Postscheckkonto Berlin Nr. 28765 zu überweisen. Die Beitragszahlung kann in zwei Halbjahresraten erfolgen; jedoch ist zur Vereinfachung Zahlung des ganzen Jahresbeitrages erwünscht.

Die Beiträge sind im Januar 1926 fällig. Bis zum 31. Januar 1926 nicht eingegangene Beiträge werden satzungsgemäß durch Postauftrag eingezogen. Es wird an die Zahlung der rückständigen zweiten Halbjahrsbeiträge 1925 erinnert.

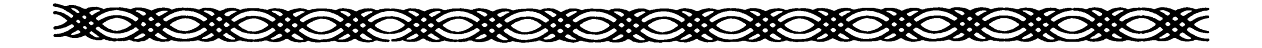
Adressenänderung.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin W. 9, Linkstraße 33/34, 2 Treppen rechts. Telephon Lützow 1050. Die Bürostunden sind:

Montag bis Freitag von 9 bis 4 Uhr
Sonnabends . . . . von 9 bis 1 Uhr

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik.
Dr. G. Gehlhoff, 1. Vorsitzender.



Felix Klein.

Von Alwin Walther in Göttingen.

Am 22. Juni 1925 ist Felix Klein, sechsundsiebzigjährig, in Göttingen gestorben. Leben und Wirken dieses außerordentlichen Mannes, der in die allgemeine Entwicklung von Mathematik, Naturwissenschaften und Technik während der letzten fünfzig Jahre bestimmend eingegriffen hat wie kaum ein zweiter, im Rahmen eines kurzen Aufsatzes erschöpfend schildern und in seiner Bedeutung würdigen zu wollen, wäre ein aussichtsloses Beginnen. Nur um einen skizzenhaften Abriß kann es sich in den folgenden, seinem Gedächtnis gewidmeten Zeilen handeln.

Felix Klein wurde am 25. April 1849 in Düsseldorf als Sohn eines kleinen Beamten geboren. Das Elternhaus erhielt seine Prägung durch altpreußisch-protestantische Gesinnung des aus Westfalen gebürtigen Vaters, in dem sich organisatorische Fähigkeiten mit zäher Willenskraft und eisernem Fleiße verbanden, und heitere, milde, gütige Art der Mutter, die Aachener Industriekreisen entstammte und starke pädagogische und wissenschaftliche Neigungen besaß. Acht Jahre Schulzucht eines humanistischen Gymnasiums alten Stiles stellten an Fleiß und Energie des Heranwachsenden hohe Anforderungen und gaben ihm, vielleicht als Wertvollstes, was die Schule überhaupt vermitteln kann, die Fähigkeit, „zu arbeiten und wieder zu arbeiten", ins Leben mit. Gegen das einseitige Überwiegen sprachlich-geschichtlicher Ausbildung suchte und fand der Knabe ein Gegengewicht in naturwissenschaftlichem Tun. Hierzu war er bereits in der Elementarschule durch einen begeisternden Lehrer angeregt worden; jetzt setzte er es fort, wo er nur konnte, auf der kleinen Düsseldorfer Sternwarte, in der väterlichen Apotheke eines Freundes oder bei eigenen Experimenten und Ausflügen. Daneben strömten ihm aus dem betriebsamen Leben in der industrie- und fabrikreichen Heimatstadt die ersten Eindrücke technischer Art zu, die ihn zu einem „glühenden Freunde der Technik" machten.

Im Herbst 1865 nahm Klein an der Universität Bonn das Studium der Mathematik und Naturwissenschaften auf. Sein Plan war, ausgebreitete Grundkenntnisse im Gesamtgebiete seines Studiums zu erwerben und sich dann der Physik zu widmen. Obwohl er diesen Gedanken viele Jahre hindurch zäh festhielt, sollte es durch eine Verkettung eigentümlicher Umstände doch anders kommen. Zwar wurde er bereits nach einem halben Jahre, Ostern 1866, Assistent bei Julius Plücker. Dieser hatte sich aber nach einer Periode erfolgreichen physikalischen Forschens, z. B. über die elektrischen Entladungen in verdünnten Gasen, damals wieder rein mathematischen Dingen zugewandt, wie er sie vor seiner physikalischen Tätigkeit getrieben hatte. Dabei handelte es sich vorwiegend um die sogenannte Liniengeometrie, in der nicht, wie sonst in der Geometrie üblich, der Punkt, sondern die gerade Linie als Raumelement zugrunde gelegt wird. Plücker schrieb über dieses Gebiet ein umfangreiches Werk und zog seinen jungen Assistenten zur Hilfe bei der Ausarbeitung heran. Klein kam dadurch fast von Beginn seines Studiums an in Berührung mit Fragen, die im Brennpunkte des mathematischen Interesses standen, und konnte schon im Dezember 1868 im Alter von $19^1/_2$ Jahren über ein liniengeometrisches Thema promovieren. Unterdes war im Mai 1868 Plücker gestorben, und Klein erwuchs die Aufgabe, das nachgelassene Werk seines Lehrers fertigzustellen und herauszugeben. Dies brachte ihn in Beziehung zu Alfred Clebsch, der zum Winter 1868 von Gießen nach Göttingen berufen worden war und hier ein reges mathematisches Leben in Fluß gebracht hatte. Klein vertauschte deshalb 1869 Bonn mit Göttingen, wo er im Verkehre mit Clebsch und gleichstrebenden Freunden, wie Max Noether und Eduard Riecke, eine beglückende Zeit durchlebte und offenen Sinnes jede Anregung in sich aufnahm. Schon in diesen Göttinger Jugendjahren erfüllte ihn nach seinen eigenen Worten die Überzeugung, welche später der Leitstern seines Handelns wurde und ihn gerade in Göttingen zu den größten Erfolgen führte, „daß es wünschenswert sei, den mathematischen und physikalischen Unterricht an unseren Universitäten unbeschadet aller Entwicklung nach der theoretischen Seite hin in lebendige Beziehung zu den technischen Anwendungen zu setzen."

Ein unbezähmbarer, von anderen kaum verstandener Drang, seinen Gesichtskreis zu erweitern, trieb Klein schon im Herbst 1869 von Göttingen wieder fort. Wohl jeder andere wäre der in frühzeitigem Eindringen in ein fruchtverheißendes Sondergebiet liegenden Gefahr des Spezialistentums erlegen. Klein aber konnte seiner Natur nach niemals ein Kärrner am Werke der Wissenschaft, sondern nur ein König sein. So zog er zunächst nach Berlin, der damaligen Hochburg der Mathematik mit Weierstraß, Kummer und Kronecker. Ähnlich wie in Göttingen suchte Klein hier vor allem persönlichen Verkehr, der ihm zeitlebens eines der liebsten Mittel wissenschaftlichen Lernens blieb. Insbesondere befreundete er sich mit Sophus Lie, dem Schöpfer der Theorie der Transformationsgruppen. In Berlin glückte ihm auch der erste große mathematische Wurf. Durch einen Freund erfuhr er von der Existenz der nichteuklidischen Geometrie und erkannte mit der ihm eigenen Fähigkeit, Beziehungen zwischen den scheinbar verschieden-



artigsten Gebieten zu sehen, sofort ihren Zusammenhang mit der sogenannten Cayleyschen Maßbestimmung. Diese Entdeckung war grundlegend für den Einblick in das wahre Wesen und für den weiteren Ausbau der nichteuklidischen Geometrie, an dem sich Klein in den nächsten Jahren hervorragend beteiligte.

Dem Berliner Winter 1869/70 sollten Aufenthalte in Paris und England zusammen mit Lie folgen. Der Ausbruch des deutsch-französischen Krieges ließ diese Absicht nicht voll zur Durchführung gelangen. Doch waren die kurzen Pariser Monate lang genug, um Klein in nachhaltigster, für sein ganzes mathematisches Schaffen richtunggebender Weise zu beeinflussen. In Paris drang er vor allem in die Gruppentheorie[1]) ein, welche, aus der Lehre von den algebraischen Gleichungen erwachsen, damals eben in einem Buche von Camille Jordan ihre erste systematische Darstellung fand und einer der Hauptpfeiler der Kleinschen Mathematik wurde.

Nach kurzer Teilnahme am Feldzuge als freiwilliger Nothelfer und nach Überwindung einer Typhuserkrankung habilitierte sich Klein im Januar 1871 in Göttingen. Getreu seinem zu Anfang des Studiums gefaßten Plan steuerte er noch immer auf die Physik als Endziel los und hielt auch physikalische Vorlesungen, z. B. über geometrische Optik und über das Gesetz von der Erhaltung der Energie. Da wurde er, 23jährig, im Herbst 1872 als ordentlicher Professor der Mathematik nach Erlangen berufen und damit endgültig für die Mathematik gewonnen.

Die Schrift, welche Klein dem Erlanger Brauche gemäß beim Eintritt in Fakultät und Senat einreichte, trägt den Titel „Vergleichende Betrachtungen über neuere geometrische Forschungen". Dieses sogenannte „Erlanger Programm" ist ein ewig junges Zeugnis Kleinschen Geistes. In ihm wirft Klein zum ersten Male überhaupt die Frage auf: „Was ist eine Geometrie?" und beantwortet sie zugleich, und zwar mit Hilfe des Gruppenbegriffes, der hier seine klärende und ordnende Kraft bewährt und all die verschiedenen, im Laufe der Zeit entstandenen Geometrien unter einheitlichen Gesichtspunkten zu betrachten gestattet.[2])

Ebenso bedeutsam wie das Erlanger Programm für die Wissenschaft waren für den Universitätsunterricht die Gedanken, welche Klein als Frucht seiner Wanderjahre in der Erlanger Antrittsrede entwickelte. Er sagt da: „Über den Spezialstudien darf die Einheit aller Wissenschaft und das Ideal einer Gesamtbildung nicht vergessen werden. Daher gehören auch humanistische und mathematisch-naturwissenschaftliche Bildung zusammen und dürfen nicht in Gegensatz gebracht werden. Andererseits ist neben der reinen auch die angewandte Mathematik zu pflegen, um den Zusammenhang mit den angrenzenden Wissensgebieten wie Physik und Technik zu wahren. Ferner muß in der Mathematik neben den logischen Fähigkeiten die Anschauung als gleichberechtigter Faktor und überhaupt die mathematische Phantasie und die aus ihr entspringende Selbsttätigkeit entwickelt werden. Schließlich hat die Universität auch den vorbereitenden Unterricht in den Schulen zu beachten und daher besonderes Gewicht auf die Ausbildung der Lehramtskandidaten zu legen, wobei die Einrichtungen der Technischen Hochschulen in mancher Beziehung als vorbildlich betrachtet werden können." Die praktischen Folgerungen aus diesen Leitsätzen suchte Klein nicht nur in Erlangen, sondern auch an allen späteren Orten seines Wirkens in die Tat umzusetzen. Er gliederte die Vorlesungen in regelmäßig wiederkehrende Elementar- und Kursusvorlesungen einerseits, Spezialvorlesungen andererseits, baute die Übungen und Seminare aus, leitete die Studierenden zu zweckmäßiger Anlage des Studiums an, richtete ein mathematisches Lesezimmer, eine Modellsammlung und geeignete Zeichenräume ein, pflegte die angewandte Mathematik.

In Erlangen war die Entfaltung eines wissenschaftlichen Lebens nach kümmerlichen Anfängen dadurch möglich, daß nach dem plötzlichen Tode von Clebsch im November 1872 dessen Schüler Klein nach Erlangen nachfolgten. So waren die dortigen Jahre erfüllt von angestrengter und fruchtbarer

[1]) Man nennt in der Mathematik ein System von irgendwie definierten Elementen eine Gruppe, wenn das Resultat der Verknüpfung zweier Elemente auf Grund einer gegebenen Vorschrift selbst wieder dem System angehört und einige Nebenforderungen erfüllt sind, wenn also das System einen gewissen in sich abgeschlossenen Charakter trägt. Z. B. bilden die positiven ganzen Zahlen eine Gruppe, wenn als Verknüpfungsvorschrift die Multiplikation gewählt wird, weil das Produkt zweier positiver ganzer Zahlen selbst wieder positiv ganz ist. Hingegen stellen sie keine Gruppe dar, wenn es sich um Division handelt, weil der Quotient zweier positiver ganzer Zahlen nicht notwendig wieder positiv ganz zu sein braucht. Oder die Drehungen eines starren Körpers um einen festen Punkt bilden eine Gruppe, wenn die Verknüpfung zweier Drehungen in ihrer Aufeinanderfolge besteht, usw.

[2]) Für Klein ist z. B. die gewöhnliche Elementargeometrie des dreidimensionalen Raumes die Lehre von denjenigen Eigenschaften räumlicher Figuren, welche sich gegenüber den Transformationen der sogenannten „Hauptgruppe" invariant verhalten. Diese Hauptgruppe wird gebildet von allen Bewegungen, Ähnlichkeitstransformationen und Spiegelungen im Raume sowie den aus ihnen zusammengesetzten Transformationen. In der Tat ist z. B. die Dreiecksgeometrie die Lehre von denjenigen Eigenschaften des Dreiecks, welche sich unverändert wiederfinden, wenn wir das Dreieck an einen anderen Ort bringen, es vergrößern oder verkleinern und von der einen oder anderen Seite seiner Ebene betrachten.

Tätigkeit, die sich noch vervielfachte, als Klein Ostern 1875 eine Professur an der Technischen Hochschule in München annahm. Hier zog er immer neue mathematische Gebiete in den Kreis seiner durch gruppentheoretische Gesichtspunkte beherrschten Untersuchungen. Zur Geometrie gesellten sich Algebra, Funktionentheorie, Zahlentheorie und vieles andere. Auch wuchs in der Münchener Zeit neben der gruppentheoretischen Betrachtungsweise ein zweiter Grundpfeiler der Kleinschen Mathematik empor: die Durchdringung und Weiterführung des Lebenswerkes Bernhard Riemanns, dem Klein später auch einen glänzenden Vortrag auf der Wiener Naturforscherversammlung 1894: „Riemann und seine Bedeutung für die Entwickelung der modernen Mathematik“ gewidmet hat. Die Gedanken Riemanns waren zu dessen Lebzeiten und nach seinem frühen Tode 1866 eine Art Geheimlehre gewesen, von wenigen gekannt, von noch wenigeren wirklich verstanden, der damals herrschenden Richtung in der Mathematik völlig fremd. Klein erfaßte diese Ideen in ihrem tiefsten Kern und warb mit hinreißender Kraft für sie. Es waren anschauliche physikalische und geometrische Vorstellungen, die er zum Verständnis mathematischer Entwicklungen, der Funktionentheorie komplexer Veränderlicher, heranzog: elektrische oder Flüssigkeitsströmungen, konforme, d. h. in den kleinsten Teilen ähnliche Abbildung einer Figur auf eine andere, Riemannsche Flächen. So entstand etwas, was man physikalische Mathematik genannt hat; „die Physik leitet und beflügelt den mathematischen Gedanken“, wie Sommerfeld sagt.

Zu den rein wissenschaftlichen Vorlesungen und Seminaren kam an der Münchener Technischen Hochschule die Aufgabe, das Mathematikstudium der Ingenieure zweckmäßig zu gestalten, wobei Klein namentlich der darstellenden Geometrie, graphischen Statik und Kinematik lebhaftes Interesse entgegenbrachte. Als einer der ersten, die das Schöpferische und Gestaltende im Ingenieurberufe erkannten und richtig einzuschätzen wußten, knüpfte er Beziehungen zu hervorragenden Vertretern der Technik, z. B. zu dem bekannten Kältemaschinenerbauer C. Linde, Beziehungen, die später von großer Wichtigkeit für Klein selbst und für die Wissenschaft überhaupt wurden.

Klein trug durch Überarbeitung den Keim zur Krankheit in sich, als er im Herbst 1880 die Technische Hochschule wieder mit einer Universität, mit Leipzig vertauschte. Die Leipziger Jahre sollten ihm einen gesundheitlichen Zusammenbruch schwerster Art bringen, im Gefolge einer Entwicklung, die zu den dramatischsten Episoden in der Geschichte der Wissenschaft überhaupt gehört. Der Ausbau der an Riemann anschließenden Ideen, deren Grundzüge er in einer kleinen Schrift „Über Riemanns Theorie der algebraischen Funktionen und ihrer Integrale“ auch für den Fernerstehenden meisterhaft klar und plastisch darstellte, hatte Klein zur Höhe seines wissenschaftlichen Schaffens geführt, die durch die Begriffe „automorphe Funktionen“ und „Uniformisierung“ gekennzeichnet wird. Da erschien in dem genialen französischen Mathematiker Henri Poincaré ein Nebenbuhler auf der Bildfläche und wandte seine jugendliche Kraft denselben Aufgaben zu wie Klein. Den ungeheuren Anstrengungen des geistigen Ringens der beiden Mathematiker, in dem jeder den anderen durch immer neue und tiefere Ergebnisse zu übertreffen suchte, im Verein mit denen des Lehrens und Organisierens war Kleins Körper auf die Dauer nicht gewachsen. Ein gebrochener Mann, mußte er vom Herbst 1882 an wiederholt Urlaub nehmen und eigenes Forschen zunächst völlig aufgeben. Nur ganz allmählich erholte er sich wieder, wozu am meisten seine Berufung nach Göttingen Ostern 1886 und die damit verbundene Vertauschung der Großstadt mit einer kleinen Gartenstadt, dem Orte glücklicher Jugendjahre, beitrugen.

Wäre Klein damals dem Ansturme der Krankheit erlegen, so hätte sein Name wohl im Kreise der Fachwissenschaft als eines ihrer Besten fortgelebt, niemals aber hätte die Nachwelt ihm das Andenken des Großen bewahrt, als den sie ihn jetzt betrauert. Die neue Periode in Kleins Wirken, welche ihn in den Kreis der für Jahrzehnte die Entwicklung bestimmenden Führer gerückt hat und durch ein Überwiegen der organisatorischen, auf Umgestalten und Erneuern der allgemeinen wissenschaftlichen Verhältnisse zielenden Arbeit charakterisiert ist, begann 1892 mit dem Weggange seines älteren Fachgenossen H. A. Schwarz von Göttingen nach Berlin. In den vorangehenden Göttinger Jahren hatte Klein als jüngerer Kollege seine Kraft vorwiegend dem Ausbau und Abschluß seiner früheren wissenschaftlichen Arbeiten gewidmet, glänzende, große Zusammenhänge aufweisende Vorlesungen und Seminare gehalten, Spezialschüler ausgebildet und seine persönlichen wissenschaftlichen Beziehungen erweitert. Nun wurde die Bahn für die Ausübung seiner organisatorischen Neigungen frei, die allmählich ein riesiges, nur schwer übersehbares Ausmaß annahm. Das Ziel, das ihm vorschwebte, umschreibt er selbst folgendermaßen: „Zunächst war der Zusammenhang aller wissenschaftlichen Disziplinen mehr als bisher in den Vordergrund zu stellen und das einseitige Spezialistentum ohne höhere leitende Ideen zu bekämpfen. Damit zusammenhängend sollte die angewandte Mathematik in allen in Betracht kommenden Gebieten wie Technik, Astronomie, Geodäsie und Versicherungswesen mit in den Unterricht herein-

gezogen werden. Schließlich war das gesamte Gebiet mathematischen Lernens von den bescheidenen Anfängen in der Volksschule an bis zur höchsten wissenschaftlichen Spezialforschung als ein organisches Ganzes zu erfassen und auszugestalten.... Der Kampf für diese Auffassungen ist die eigentliche Arbeit meiner nächsten zwanzig Lebensjahre geworden."

Kleins Pläne gingen zunächst auf einen weiteren Ausbau der Göttinger mathematischen und physikalischen Unterrichtseinrichtungen. Zwar die Sammlung mathematischer Instrumente und Modelle bestand schon seit langem, seit den Zeiten von H. A. Schwarz beträchtlich erweitert, und das Mathematische Lesezimmer, dessen Eigentümlichkeit heute neben umfangreichen Beständen an Büchern und Zeitschriften die in ihm aufbewahrten sorgfältigen Ausarbeitungen der Vorlesungen von Klein und anderen Göttinger Dozenten, sowie eine große Separatasammlung bilden, war bei Kleins Berufung nach Göttingen begründet worden. Jetzt aber galt es, eine Annäherung der Universitäten an die Technik herbeizuführen. Hierfür erhielt Klein durch eine im Auftrage des Unterrichtsministeriums anläßlich der Weltausstellung und des Mathematikerkongresses in Chikago 1893 unternommene Reise viele wertvolle Anregungen. Auf dieser bedeutsamen Reise lernte er namentlich die Ausgestaltung des amerikanischen Ingenieurstudiums, die reichen Laboratoriumseinrichtungen und die Opferfreudigkeit privater Kreise zugunsten der amerikanischen Universitäten kennen. In Deutschland hatte er das Glück, in Ministerialdirektor Friedrich Althoff, dem einflußreichsten Manne des preußischen Kultusministeriums, einen verständnisvollen und tatkräftigen Förderer seiner Bestrebungen zu finden. Im übrigen aber stieß er auf die heftigste Gegnerschaft. Von einer engeren Verknüpfung der Universitäten mit der Technik wollte niemand etwas wissen. Klein hatte zunächst den Gedanken gehabt, die Technischen Hochschulen als neue Fakultät den Universitäten anzugliedern, war aber infolge der vorgeschrittenen Eigenentwicklung der Technischen Hochschulen bald davon abgekommen. Nun wollte er in Göttingen mit Unterstützung der Industrie ein physikalisch-technisches Institut begründen, um hervorragende Führer und Lehrer der technischen Wissenschaften heranzubilden und die physikalische Forschung mit technischen Problemen zu befruchten, wie er denn später einmal als Ziel der theoretischen Naturwissenschaften nicht nur passives Verstehen, sondern aktive Beherrschung der Natur bezeichnet hat. Gegen diese Absicht wandten sich einmal die Universitäten, die für die Reinheit und Unabhängigkeit der wissenschaftlichen Forschung fürchteten und Klein Amerikanismus und Verrat an der Wissenschaft vorwarfen, zum anderen die Technischen Hochschulen, die damals eine gärende Zeit des Strebens nach innerer Selbständigkeit und Gleichberechtigung mit den Universitäten durchmachten und Kleins Ideen als Zurückdrängung und Schädigung ihrer eigenen Wünsche, z. B. nach Errichtung von Ingenieurlaboratorien, empfanden. Nur ganz allmählich gelang es, die vielerlei Mißverständnisse aus dem Wege zu räumen. In dem scherzhaft „Aachener Frieden" genannten Kompromiß zwischen Klein und den Ingenieuren auf der Aachener Hauptversammlung des Vereins Deutscher Ingenieure 1895 beschränkte Klein die Aufgabe des zukünftigen Göttinger Instituts auf die technische Ausbildung der Lehramtskandidaten und verzichtete darauf, die Fortbildung der Ingenieure zu beeinflussen. Aber erst zu Weihnachten 1896 war, nachdem Klein einen Ruf nach Amerika abgelehnt und dadurch auch den anfänglich zögernden Althoff gewonnen hatte, eine Summe von 20000 M. für den Bau eines kleinen Maschinenlaboratoriums beisammen. Das Hauptverdienst daran hatten Kleins Freund aus der Münchener Zeit C. Linde und der kaufmännische Leiter der Elberfelder Farbwerke H. v. Böttinger. Sie vermittelten Felix Klein die Fühlung mit führenden Kreisen der Großindustrie, welche sich schließlich im Februar 1898 mit Göttinger Professoren zur „Göttinger Vereinigung zur Förderung der angewandten Physik und Mathematik" zusammenschlossen. Klein und Böttinger waren die Seele dieser allmählich immer weiter anwachsenden Vereinigung, die bis zu ihrem durch die Zeitverhältnisse veranlaßten Aufgehen in der Helmholtzgesellschaft 1920 Außerordentliches für Göttingen geleistet hat. In den Jahren nach 1900 entstanden in Göttingen im Zusammenwirken des Staates und der Göttinger Vereinigung eine ganze Reihe neuer Institute zur Pflege der angewandten Wissenschaften, der angewandten Mathematik, angewandten Mechanik, angewandten Elektrizität, physikalischen Chemie, Geophysik, mathematischen Statistik und Versicherungswissenschaft. Das Institut für angewandte Mechanik insbesondere hat sich aus den bescheidenen Anfängen eines kleinen Maschinenlaboratoriums — Klein erzählt mit Stolz: „Es war ein großer Moment, als Anfang Dezember 1897 an unseren Maschinen die ersten Indikatordiagramme aufgenommen werden konnten" — im Laufe der Zeit durch Angliederung der Aerodynamischen Versuchsanstalt und der beiden Kaiser-Wilhelm-Institute für Strömungsforschung zu einer in weitesten Kreisen bekannten Forschungsanstalt entwickelt, aus der die bahnbrechenden Arbeiten von Prandtl hervorgegangen sind. Die Einweihung der neuen Göttinger Institute bildete einen äußerlich glanzvollen Höhepunkt in Kleins

Leben. Niemand wird ohne Staunen und Bewunderung die bei diesem Anlasse herausgegebene Festschrift „Die physikalischen Institute der Universität Göttingen", in der das Geschaffene in Wort und Bild geschildert ist, aus der Hand legen. Durch enge Fühlungnahme mit den neugewonnenen Fachvertretern, durch Abhalten von Seminaren gemeinsam mit ihnen, durch Pflege der Anwendungen in seinen eigenen Vorlesungen, aus denen das Klein-Sommerfeldsche Buch über die Theorie des Kreisels hervorgegangen ist, wußte Klein die neuen Einrichtungen organisch in das Gesamtgefüge der Universität einzugliedern und seine Mitarbeiter immer von neuem mit sich fortzureißen.

Die so gekennzeichneten Bestrebungen Kleins auf physikalisch-technischem Gebiete waren grundlegend und vorbildlich für andere Universitäten und Hochschulen. Wenn er in der Ausbreitung seiner Ideen zunächst nicht viel Erfolg hatte (Göttingen blieb lange allein), so lag das lediglich daran, daß er mit ihnen zu früh kam, d. h. zu einer Zeit, als noch zu wenig Physiker und Mathematiker in der Technik tätig waren. Darin prägt sich aber gerade Kleins vorausschauender Blick aus, daß er schon damals die Entwicklung der technischen Physik wie der angewandten Wissenschaften überhaupt vorausgeahnt hat.

Neben der Förderung der Göttinger Unterrichtseinrichtungen liefen weit umfassendere Bestrebungen zur Organisation des gesamten mathematischen Unterrichts einher. Wie wichtig es ist, die mathematische Ausbildung auf den Vorbereitungsschulen zweckmäßig zu gestalten, war Klein besonders deutlich auf der amerikanischen Reise 1893 zum Bewußtsein gekommen. Praktische Arbeit in dieser Richtung leistete er zunächst bei den seit 1802 alle Jahre zu Ostern in Göttingen stattfindenden Ferienkursen für Oberlehrer der Mathematik und Naturwissenschaften. Lebhafter nahm er die Sache von 1900 ab in Angriff. In diesem Jahre trat er auf einer großen Schulkonferenz, welche die Gleichberechtigung von Gymnasium, Realgymnasium und Oberrealschule aussprach, für Heranziehung der Anwendungen im mathematischen Schulunterricht und für Aufnahme der Differential- und Integralrechnung und analytischen Geometrie in den Unterricht der Realanstalten ein. Allmählich bog er diesen Gedanken um und verfocht die Durchdringung des ganzen, damals weitgehend erstarrten mathematischen Unterrichts mit dem Funktionsbegriff und der graphischen Darstellung unter anschaulicher Entwicklung der Grundbegriffe der Differential- und Integralrechnung, also die Anpassung des Schulunterrichts an die moderne Entwicklung der Mathematik. Manchen Mißverständnissen über Art und Umfang dieser „Reformbewegung" seitens vieler Schulmathematiker wie auch einiger Hochschullehrer war entgegenzutreten, ehe die neuen Ideen 1905 ihren festen Niederschlag in den nach dem damaligen Orte der Naturforscherversammlung benannten „Meraner Vorschlägen" für die Lehrpläne fanden. Zur systematischen Weiterbearbeitung des ganzen Fragenkreises wurde später der „Deutsche Ausschuß für mathematischen und naturwissenschaftlichen Unterricht" (DAMNU) begründet. Nach und nach drang immer mehr von den Reformgedanken in die Praxis des Schulunterrichts ein, so daß heute in Deutschland wohl nirgends Mathematikunterricht erteilt wird, der nicht irgendwie von Kleinschen Ideen befruchtet ist. Als nach dem Kriege das Schulwesen in Deutschland eine durchgreifende Neuordnung erfuhr, nahm Klein, was nicht vielen bekannt ist, trotz seinem hohen Alter daran (wie übrigens auch an den Problemen der studentischen Bewegung und der Hochschulreform) lebhaften Anteil und wandte sich mit Leidenschaft gegen die Zurückdrängung von Mathematik und Naturwissenschaften zugunsten der sogenannten Kulturfächer. — Zum Damnu, der sein Augenmerk insonderheit auf die höheren Schulen Deutschlands richtete, hatte sich 1908 die auf Vorschlag des Amerikaners D. E. Smith auf dem internationalen Mathematikerkongreß in Rom ins Leben getretene „Internationale Mathematische Unterrichtskommission" (IMUK) gesellt, die den mathematischen Unterricht in sämtlichen Kulturländern vom Kindergarten bis zur Universität studieren und darüber berichten sollte. Durch den Ausbruch des Krieges 1914 ist das große Werk nicht zum Abschluß gekommen. Nur die deutsche Unterkommission, deren Vorsitzender Klein war, hat ihren Bericht vollendet. Er umfaßt nicht weniger als acht starke Bände „Abhandlungen" und einen Band „Berichte und Mitteilungen" und enthält eine Fülle wertvollen und anregenden Stoffes, der den Zustand des Unterrichtswesens in Deutschland vor dem Kriege in allen Einzelheiten erkennen läßt.

Ein Sammelwerk ähnlicher Art, wie es die Imukabhandlungen auf unterrichtlichem Gebiete darstellen, bildet für die Wissenschaft die monumentale „Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften mit Einschluß ihrer Anwendungen". 1889 war, nachdem Klein bereits in den 70er Jahren Ähnliches erstrebt hatte, durch G. Cantor die Deutsche Mathematikervereinigung zustande gekommen. Unter ihren Mitgliedern wurde lebhaft der Plan eines mathematischen Lexikons erörtert, das dem Mathematiker bei dem immer zunehmenden Umfange des Einzelwissens die Überschau über das Gesamtgebiet der Mathematik ermöglichen sollte. Klein griff seiner ganzen Einstellung nach diesen Gedanken mit regem Interesse auf. In Zusammen-

arbeit mit W. Fr. Meyer wußte er ihm festere Gestalt zu geben und das im Anschlusse an die von ihm selbst durchgeführte Neuordnung der Göttinger Gesellschaft der Wissenschaften soeben gegründete Kartell der Akademien zur finanziellen Sicherstellung zu gewinnen. Auf Kleins Einfluß hin wurden neben der reinen Mathematik mit den Teilgebieten Arithmetik und Algebra — Analysis — Geometrie auch die Anwendungen: Mechanik — Physik — Geodäsie, Geophysik und Astronomie berücksichtigt; die ursprünglich noch geplante Abteilung Geschichte, Philosophie und Didaktik der Mathematik wurde später fallen gelassen. Klein selbst übernahm zusammen mit C. H. Müller die Redaktion des vier Teilbände umfassenden Bandes Mechanik und war auch sonst die treibende Kraft des Ganzen. Wie er überhaupt ausgezeichnet verstand, Hilfskräfte heranzuziehen, so wußte er auch bei der Enzyklopädie beinahe zweihundert Mitarbeiter zu gewinnen und die versprochenen Beiträge auch wirklich zu erlangen. Heute liegt die Enzyklopädie in den meisten Teilen fast vollendet vor, bei anderen hat man sich zu Abstrichen entschlossen, um einen Abschluß herbeizuführen. Ihre Bedeutung läßt sich am besten charakterisieren, wenn man sagt, daß das Ziel erreicht worden ist, welches einst in den Worten niedergelegt wurde: „Aufgabe der Enzyklopädie ist es, in knapper, zu rascher Orientierung geeigneter Form, aber mit möglichster Vollständigkeit eine Gesamtdarstellung der mathematischen Wissenschaft nach ihrem gegenwärtigen Inhalt an gesicherten Resultaten zu geben und zugleich durch sorgfältige Literaturangaben die geschichtliche Entwicklung der mathematischen Methoden seit dem Beginn des 19. Jahrhunderts nachzuweisen. Sie beschränkt sich dabei nicht auf die sogenannte reine Mathematik, sondern berücksichtigt auch ausgiebig die Anwendungen ..., und zwar in dem Sinn, daß sie einerseits den Mathematiker darüber orientiert, welche Fragen die Anwendungen an ihn stellen, andererseits den Astronomen, Physiker, Techniker darüber, welche Antwort die Mathematik auf diese Fragen gibt".

Mitten in der weitverzweigten organisatorischen Arbeit — „kleinere" Betätigungen waren daneben die Herausgabe von Gauß' Werken, die Redaktion der Mathematischen Annalen und die Erfüllung der Pflichten als Mitglied des Preußischen Herrenhauses — versagte 1911 Kleins Gesundheit von neuem. Daraufhin trat er 1913 in den Ruhestand und lebte seitdem stiller und zurückgezogener. Freilich gab er sich nicht beschaulicher Muße hin, sondern knüpfte an die Arbeit seiner Jugendjahre wieder an und zeigte z. B., wie sich Einsteins ursprünglich aus physikalischen Problemstellungen erwachsene allgemeine Relativitätstheorie in ganz natürlicher Weise ergibt, wenn man die Gedanken des Erlanger Programms auf die vierdimensionale Raumzeitmannigfaltigkeit der Physik anwendet. Oder er hielt zur Vorbereitung einer Geschichte der Mathematik im 19. Jahrhundert, die er für das große Sammelwerk „Die Kultur der Gegenwart" zu schreiben übernommen hatte (ihm lag viel daran, daß in diesem Werke mathematisch-naturwissenschaftlich-technisches Kulturgut nicht fehlte), während der ersten Kriegsjahre in kleinem Kreise Vorlesungen über diesen Gegenstand, die in abgeklärter Reife weit mehr als rein fachliches Interesse beanspruchen und bald durch den Druck allgemein zugänglich gemacht werden sollen.

Kleins letzte große Leistung war die Herausgabe seiner gesammelten mathematischen Abhandlungen. Fünf volle Jahre, von 1918 bis 1923, nahm die unter Mitwirkung jüngerer Gelehrter durchgeführte Arbeit an den drei starken Bänden in Anspruch. Jede Abhandlung wurde erneut durchgesehen, mit Zusätzen und Erläuterungen ausgestattet und durch Verweise in den Rahmen der Gesamtlebensarbeit eingegliedert, so daß ein Werk entstand, welches die meisten sonstigen Gesamtausgaben weit überragt.

Nach Vollendung der gesammelten Abhandlungen wollte Klein, solange die Kräfte ausreichten, seine teils autographiert, teils schriftlich ausgearbeitet vorliegenden Vorlesungen für den Druck vorbereiten. In stetem Ringen des ungebrochenen Willens mit dem immer mehr versagenden Körper konnte er noch zwei Bände der „Elementarmathematik vom höheren Standpunkte aus" fertigstellen. Der dritte, die frühere „Anwendung der Differential- und Integralrechnung auf Geometrie" mit ihrer bekannten Unterscheidung von Präzisions- und Approximationsmathematik, und die „Nichteuklidische Geometrie" waren in Arbeit, als Klein still und ohne Kampf dahinging.

In dankbarer Bewunderung dürfen wir seiner gedenken; sein Leben stand unter dem Spruche, welcher, wie er gewünscht hat, ihm nun den Grabstein schmücken wird: „Sincere et constanter." Möchten sich viele finden, die Kleins Werk in seinem Geiste fortführen und weiterbauen, möchten insbesondere Mathematik, Naturwissenschaften und Technik zu ihrer aller Vorteil immer mehr in lebendige und befruchtende Wechselwirkung zueinander treten.

(Eingegangen 29. Oktober 1925.)

Die Jahrhundertfeier der Technischen Hochschule in Karlsruhe. Einweihung des Heinrich Hertz-Denkmals.

Von W. Gaede.

Die Technische Hochschule in Karlsruhe trug beim Eintritt in das neue Semester Festgewand. Sie beging in den Tagen vom 28. bis 31. Oktober 1925 die Feier ihres hundertjährigen Bestehens.

Am 28. Oktober fanden sich im früheren Residenzschlosse die Ehrengäste mit den Dozenten der Hochschule zu einem Empfangsabend ein. Am 29. morgens legte der Senat und eine Abordnung der Karlsruher Studentenschaft am Sarkophag des Großherzogs Friedrich I., des Namensherrn der Technischen Hochschule „Fridericiana", Kränze nieder. Im Mittelpunkt der Jubiläumsfestlichkeiten stand der akademische Festakt im Landestheater. Gegen Mittag versammelten sich im Zuschauerraum die Ehrengäste, darunter Vertreter von 38 Universitäten und Hochschulen Deutschlands und 18 fremden Nationen, Ehrendoktoren, Ehrensenatoren, Ehrenbürger, Assistenten und ehemalige Angehörige der Technischen Hochschule, ferner die hohe Staatsregierung, Vertreter des Landtags, der Stadt und die Vertreter der Ministerien der Bundesstaaten. Das ganze Theater wurde für eine kleine Weile verdunkelt, während der Vorhang sich hob. Ein feierlicher Anblick bot sich dem Besucher des Theaters. Auf der Bühne hatten die Dozenten der Hochschule mit den Rektoren der Universitäten und Hochschulen im Talar und mit noch einigen Ehrengästen Platz genommen. Im Hintergrunde der Bühne standen die Chargierten der studentischen Korporationen mit ihren Fahnen. Das Vorspiel zu Wagners Meistersingern leitete das Fest ein.



Abb. 1. Denkmal zu Ehren der im Kriege gefallenen Studenten.

In seiner Festrede gab der Rektor Geheim. Oberbaurat Professor Dr.-Ing. Theodor Rehbock eine Übersicht über die Entwicklung der Hochschule, die am 7. Oktober 1825 durch Erlaß Großherzog Ludwigs ins Leben gerufen ist. Als erste unter den deutschen polytechnischen Schulen erhielt sie im Jahre 1865, also vor nunmehr 60 Jahren, eine volle Hochschulverfassung mit Selbstverwaltung und Berufungsverfahren, sowie Gleichstellung im Rang mit den Landesuniversitäten. Im Jahre 1885, also vor 40 Jahren, wurde der polytechnischen Schule der Charakter und Name einer Technischen Hochschule verliehen, 10 Jahre später die noch heute im wesentlichen bestehende Verfassung, durch welche die Bezeichnung Rektor und Senat mit ihren Gerechtsamen eingeführt und den einzelnen Abteilungen größere Selbständigkeit gegeben wurde. Die Abteilungen sind: 1. Allgemeine Abteilung für Mathematik und allgemein bildende Fächer. 2. Abteilung für Architektur. 3. Abteilung für Ingenieurwesen. 4. Abteilung für Maschinenwesen. 5. Abteilung für Elektrotechnik (unter Professor Arnold errichtet). 6. Abteilung für Chemie. 7. Abteilung für Forstwesen (im Jahre 1920 aufgehoben und an die Universität Freiburg i. Br. verpflanzt). Mit der Verleihung des Promotionsrechts im Jahre 1900, und mit dem im Jahre 1902, zum 50jährigen Regierungsjubiläum von Großherzog Friedrich I., verliehenen Rechte, den Namen „Fridericiana" zu führen, hat die Entwicklung der Hochschulverfassung im wesentlichen ihren Abschluß erreicht.

Die Hochschule ist sehr günstig gelegen, insofern sie nach Norden eine fast unbegrenzte Ausdehnungsfähigkeit in dem angrenzenden Wald besitzt. Schon jetzt steht der Hochschule ein zusammenhängendes Gelände von 10 Hektar Fläche für Unterrichtsbauten zur Verfügung. Ausgedehnte Sportanlagen für die Studierenden sind hier untergebracht. Unter den Männern, deren die Hochschule mit Stolz gedenkt, nannte der Redner in erster Linie den Architekten Weinbrenner und den Ingenieur Tulla, welche die Bau- und Ingenieurschule, aus der sich die Karlsruher Technische Hochschule entwickelt hat, ins Leben gerufen haben. Unter den verstorbenen Mitgliedern der einzelnen Abteilungen, deren Verdienste der Redner würdigte, seien hier erwähnt die Mathematiker Christian Wiener, Alfred Clebsch, Wilhelm Schell, Jakob Lüroth, Ernst Schröder, Paul Staeckel; die Physiker Friedrich Eisenlohr, Gustav Wiedemann, Leonhard Sohncke, Ferdinand Braun, Heinr. Hertz, Otto Lehmann; die Maschinenbauer Ferdinand Redtenbacher, Franz Grashof, der Elektrotechniker Arnold und die Chemiker Lothar Meyer, Karl Engler. Mit Stolz gedenkt die Hochschule der großen Entdekkungen bzw. Erfindungen, die in ihren Räumen entstanden sind, vor allem der Entdeckung der elektromagnetischen Wellen durch Heinrich Hertz und der Erfindung der Ammoniaksynthese durch Fritz Haber. Der Rektor schloß mit den Worten: Möge es der Fridericiana vergönnt sein, auch in ihrem zweiten Jahrhundert mit den Schwesteranstalten im Deutschen Reich und im Ausland sich zu fruchtbarer Arbeit zu vereinigen zur Vervollkommnung der so stolz erblühten Technik im Dienste der Menschheit.

Die nun folgende Ansprache des badischen Staatspräsidenten Professor Dr. Hellpach brachte der Hochschule zwei Geschenke, eine Staatsstiftung im Kapitalbetrage von 150 000 M., deren Zinsen für Stipendien zu verwenden sind, und die Verordnung, daß für die Studierenden des höheren Lehramts in der Mathematik, Physik, Chemie nebst Mineralogie und Geologie fortan das ganze an der Technischen Hochschule absolvierte Studium dem an einer Universität verbrachten gleichgerechnet werde.



Abb. 2. Heinrich Hertz-Denkmal.

Zum Abschluß der Rednerliste überreichte der frühere badische Staatspräsident Professor Dr. Hummel im Auftrag von 567 Geschenkgebern der deutschen Wirtschaft und Industrie der Fridericiana ein Geschenk von 689 337 Mark. Redner sagte: Geist, Wirtschaft und Technik müssen in gegenseitiger Wechselwirkung dazu beitragen, daß Deutschlands Wiederaufbau gelinge.

Die Festversammlung traf sich dann beim Festessen in der Festhalle und abends bei Aufführungen von Oper und Lustspiel.

Der folgende Vormittag des 30. Oktobers war der Enthüllung des Gefallenen - Denkmals gewidmet. Das Denkmal ist entworfen von dem Mitgliede der Fridericiana, Professor ord. Max Läuger. Die Bronzefigur des Denkmals, die Athene, ist von der Hand des Dresdner Bildhauers Professor Dr. Albiger (Abb. 1).

In dem Programm der Jubiläumsfeierlichkeiten waren noch vorgesehen eine Besichtigung der Einrichtung des Studentendienstes und der neuen Sportanlagen für die akademische Jugend, ein Fackelzug der Studentenschaft, ein Festkommers, eine Besichtigung des Baden-Werkes und als Abschluß eine Einladung der Stadt Baden-Baden.

Ein Ereignis der Jubiläumsfeier war indes von allgemeinem Interesse für die ganze wissenschaftliche Welt:

Die Enthüllung des Heinrich Hertz-Denkmals.



Den Bemühungen des Ehrendoktors der Fridericiana, Geheimrat Prof. Dr. F. Himstedt, war es gelungen, die Fachgenossen für ein Denkmal zu interessieren, das die Erinnerung an die bedeutungsvolle Entdeckung der elektromagnetischen Wellen durch Heinrich Hertz in Karlsruhe der Nachwelt wachhalten soll. Es bildete sich ein Denkmalausschuß, der den erfolgreichen Förderer des Rundfunkwesens, Staatssekretär Dr. Bredow in Berlin, zu seinem Vorsitzenden wählte. Der Entwurf des Denkmals stammt von Oberbaurat Professor Läuger in Karlsruhe (Abb. 2). Die Heinrich Hertz-Büste ist ein Werk der jüngeren Tochter des Verstorbenen, Fräulein Dr. Hertz. Unter der Büste stehen die Worte: „An dieser Staette entdeckte Heinrich Hertz die elektromagnetischen Wellen in den Jahren 1885—1889". Die Namen der stiftenden Gesellschaften sind auf der einen Seitenwand des Denkmals zu lesen. Das Denkmal lehnt sich an die Wand des physikalischen Hörsaals, in dem Hertz seine berühmten Versuche angestellt hat. In seiner Weihrede gab vor den geladenen Gästen, zu denen sich auch die Witwe von Heinrich Hertz mit ihren beiden Töchtern eingefunden hatte, der Staatssekretär Dr. Bredow ein Bild von der Tätigkeit des großen Physikers und führte dabei aus:

Die Hundertjahrfeier der Technischen Hochschule Karlsruhe gibt uns Anlaß, eines Mannes zu gedenken, der vor 40 Jahren nach Karlsruhe berufen wurde und durch seine hier durchgeführten Arbeiten sich selbst, der Hochschule und seinem Vaterlande unvergänglichen Ruhm bereitet hat:

Heinrich Hertz, der Entdecker der elektrischen Wellen. Er wurde am 22. Februar 1857 in Hamburg geboren. Nach beendeter Schulzeit wählte er 1875 den Beruf des Ingenieurs, erst 1877 entschloß er sich, zur akademischen Laufbahn überzutreten. 1880 wurde er in Berlin Assistent bei Helmholtz. In demselben Jahre erschien die erste seiner wissenschaftlichen Veröffentlichungen:

„Versuche zur Feststellung einer oberen Grenze für die kinetische Energie der elektrischen Strömung", deren Thema schon die Behandlung schneller elektrischer Vorgänge ankündigte, die ihn später unsterblich machte. Im Jahre 1883 wurde er Privatdozent in Kiel, und schon 1885 wurde ihm die ordentliche Professur für Physik in Karlsruhe anvertraut. 1889 siedelte er an die Universität Bonn über, aber schon am 1. Januar 1894 raffte ihn eine schwere Krankheit mitten aus reichster Arbeit im Alter von 37 Jahren hinweg.

Hier in Karlsruhe veröffentlichte er im Jahre 1888 eine Reihe von Arbeiten, die alsbald das größte Aufsehen erregten. Die Abhandlungen „Über die Einwirkung einer geradlinigen elektrischen Schwingung auf eine benachbarte Strombahn", „Über die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektrodynamischen Wirkungen", „Über elektrodynamischen Wellen im Luftraum und deren Reflexion", „Die Kräfte der elektrischen Schwingungen, behandelt nach der Maxwellschen Theorie", „Über Strahlen elektrischer Kraft", enthalten die grundlegenden „Hertzschen Versuche", die die Erzeugung elektrischer Schwingungen, ihren Nachweis, die Gesetze ihrer Fortpflanzung und Zurückwerfung im Luftraum und längs Drähten, die Eigenschaft der Resonanz und schließlich die theoretische Ableitung dieser Erscheinungen aus der Maxwellschen Theorie enthalten. Dinge, die uns heute allen vertraut sind, wie z. B. die Kraftlinienbilder in der Nachbarschaft eines Strahlers treten hier zum ersten Male auf. Diese Arbeiten sind zugleich der Quell zweier Ströme des Forschens und Schaffens geworden: Als rein wissenschaftliche Versuche, unternommen zu dem Zwecke, zwischen der Maxwellschen- und älteren Theorien zu entscheiden, traten sie ans Licht; zugleich schufen sie die Grundlage für ein Nachrichtenmittel, dessen ganze Tragweite sich auch heute noch nicht übersehen läßt und dessen Möglichkeiten noch lange nicht erschöpft sind.

Die wissenschaftliche Bedeutung von Hertz geht indes noch weiter. In Karlsruhe erschien 1887 eine Arbeit „Über einen Einfluß des ultravioletten Lichtes auf die elektrische Entladung", die als ein Vorläufer zur Entdeckung der photoelektrischen Eigenschaften anzusprechen ist. Auch an diese Entdeckung hat sich zunächst eine ausgedehnte wissenschaftliche Literatur angeknüpft, aber auch die Technik hat sich die „lichtempfindliche Zelle" immer mehr nutzbar gemacht; so bildet sie z. B. einen unentbehrlichen Teil aller Fernsehsysteme. Von den späteren Arbeiten Hertz' seien nur noch die Untersuchung „Über die Grundgleichung der Elektrodynamik für bewegte Körper" (1890) genannt, die die Fragen und Schwierigkeiten behandelt, die später zur Aufstellung der Relativitätstheorie führten, sowie das nachgelassene Werk „Die Prinzipien der Mechanik", das einen Versuch darstellt, die alte Form der Mechanik zu verlassen; der Gedanke, an Stelle der Kräfte die „Verbindungen" anzuführen, ist ein Vorläufer der heute sehr weitentwickelten sogenannten „Feldphysik".

Alle seine Arbeiten haben eine große Bedeutung für die Wissenschaft und Technik gewonnen und einen mächtigen Anstoß zur Erweiterung der Elektrizitätslehre gegeben. Aber unsterblichen Verdienst um die Menschheit hat er sich durch den Nachweis erworben, daß elektrische Kräfte sich nicht nur in Leitern, sondern auch in der Luft ausbreiten, daß die Ausbreitung

mit der Lichtgeschwindigkeit vor sich geht, und daß die elektrischen Wellen ebenso wie die Lichtwellen reflektiert, gebrochen, gebeugt und polarisiert werden können.

Damit hat Heinrich Hertz die Grundlage für die drahtlose Nachrichtenübermittlung gelegt, auf der andere weiterbauen konnten, und hervorragende Physiker und Ingenieure haben die ihnen so gebotenen Möglichkeiten mit Erfolg ausgenützt. Heute hat die elektrische Welle für das Nachrichtenwesen der ganzen Welt eine immer steigende Bedeutung gewonnen, vielen Millionen Menschen bringt sie täglich Nachrichten und Darbietungen aus Kunst und Wissenschaft; Funkverbindungen umspannen den Erdball und bringen die Völker einander näher.

In den Reihen derer, die den ewigen Menschheitskampf um Überwindung von Raum und Zeit geführt haben, steht Heinrich Hertz an erster Stelle, denn die elektrische Welle hat Zeit und Entfernung in Wahrheit überwunden. Er hat wohl nie selbst geahnt, welch großes Geschenk er der Menschheit gemacht hat. Ein tragisches Geschick hat es ihm versagt, auch die praktische Anwendung der elektrischen Welle zur Nachrichtenübermittlung zu erleben, aber eine gütige Fügung hat es gewollt, daß seine heute unter uns weilende Lebensgefährtin die Anerkennung und Dankbarkeit entgegennehmen kann, die die ganze Welt ihrem Gatten schuldet. .

Gnädige Frau, wir begrüßen Sie und Ihre Anverwandten auf das herzlichste. Wir neigen uns in Ehrfurcht vor dem großen Toten und empfinden innig mit Ihnen die Trauer um den, dessen Andenken der ganzen Menschheit gehört.

Wir deutschen Physiker und Techniker sind stolz darauf, daß Heinrich Hertz einer der unsrigen war, daß es wieder ein Deutscher war, der — wie einst Gutenberg durch die Buchdruckerkunst — durch seine Forschertätigkeit der Welt ein neues mächtiges Mittel zur Verbreitung kultureller Güter gegeben hat.

Die Dankbarkeit und Verehrung der deutschen Physiker und Ingenieure für Heinrich Hertz ist schon bei vielerlei Veranstaltungen der letzten Jahrzehnte hervorgetreten; ich erinnere nur an die Gründung der Heinrich Hertz-Gesellschaft zur Förderung des Funkwesens. Aber es fehlte immer noch an einem würdigen äußeren Zeichen hierfür. Deshalb war es ein uns allen hochwillkommener Gedanke, anläßlich der Hundertjahrfeier der Technischen Hochschule Karlsruhe an der Stätte seines Wirkens, zum bleibenden Zeichen unserer Dankbarkeit ein Denkmal zu errichten; einfach und schlicht, wie es dem Ernst der Zeit und dem bescheidenen Wesen des Toten entspricht. Ich danke allen, die sich um das Zustandekommen des Denkmals bemüht haben, insbesondere der Tochter des Verewigten, Fräulein Dr. Hertz, deren Kunst wir die Büste zu verdanken haben.

Und nun gestatten Sie mir als dem Vorsitzenden des Denkmalsausschusses im Auftrage der Stifter: der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, der Deutschen Gesellschaft für technische Physik, der Helmholtz-Gesellschaft, der Heinrich Hertz-Gesellschaft, der Rundfunkgesellschaften und der deutschen Funkindustrie, das Denkmal der Technischen Hochschule zu Karlsruhe zu übergeben. Ihrem großen Lehrer zum Gedächtnis, der akademischen Jugend zur Nacheiferung!

Nachdem die Hülle gefallen war, übernahm der Rektor, Geh. Oberbaurat Prof. Dr.-Ing. Rehbock, das Denkmal in die Obhut der Technischen Hochschule. Dann wurden von den Vertretern der stiftenden Gesellschaften Kränze niedergelegt: Prof. Dr. Konen-Bonn für die Deutsche Physikalische Gesellschaft, Prof. Dr. Gehlhoff-Berlin für die Deutsche Gesellschaft für technische Physik, Generaldirektor Vögeler für die Helmholtz-Gesellschaft, Präsident K. W. Wagner-Berlin für die Hertz-Gesellschaft, ein Vertreter der Rundfunkgesellschaften und Graf Arco für die Deutsche Funkindustrie. Auch die Freie Stadt Hamburg ehrte das Andenken ihres Sohnes durch einen Kranz. Zum Schluß gedachte der jetzige Inhaber des Lehrstuhls von Heinrich Hertz, Professor Dr. W. Gaede, der wissenschaftlichen Persönlichkeit des großen Toten in kurzen Worten:

Philosophische Wahrheiten werden als Paradoxie geboren, um als Trivialität zu sterben. Diese Worte gelten für philosophische Wahrheiten im weitesten Sinne. Auch die großen neuen physikalischen Gedanken widersprechen zuerst den gewohnten Anschauungen und Erfahrungen. Zunächst erscheinen sie paradox. Heinrich Hertz hatte von Anfang an, noch bevor er sich mit den großen Problemen beschäftigte, eine besondere Vorliebe für geistvolle Paradoxien. Die erste Abhandlung nach seiner Dissertation war ein Elastizitätsproblem. Eine Stahlscheibe versinkt im Wasser. Mit einem Gewicht wird die Scheibe noch mehr beschwert. Die Scheibe schwimmt! Erklärung: Durch die Belastung in der Mitte wird die Platte zu einem flachen Boote. Das paradoxe Resultat schien ihm der Mühe wert, das Elastizitätsproblem mit großer Gewissenhaftigkeit durchzurechnen. Seine überlegene Phantasie, geistvolle Paradoxien zu ersinnen, sein überlegener kritischer Verstand, Widersprüche zu erklären, ergriff das größte und schwierigste Problem der damaligen Zeit: die beiden feindlich gegenüberstehenden Anschauungen in der Elektrizitätstheorie: die alte Fernwirkungstheorie und die neue Feldtheorie. Die Widersprüche zwischen beiden Theorien ließen ihm keine Ruhe. Ständig suchte er eine experimentelle Entscheidung

herbeizuführen. Sie glückte ihm durch die Entdeckung seiner Wellen; vom Standpunkt der damaligen experimentellen Erfahrung ein Paradoxon, für den heutigen Radioamateur eine allbekannte Tatsache, eine Trivialität fern jeder Problematik. Für Hertz hatte nach der wissenschaftlichen Klärung das elektromagnetische Problem den Reiz verloren. An eine technische Anwendung der Hertzschen Wellen war damals nicht zu denken, der wellenempfindliche Detektor fehlte noch. Er wandte sich andern Problemen zu in unermüdlichem Streben nach mathematischer Klarheit in der physikalischen Welt. An seinem Denkmal lege ich als Nachfolger auf seinem Lehrstuhl diesen Kranz nieder zum Gedächtnis und als Zeichen tiefster Verehrung für den großen Forscher, den edlen Menschen, das leuchtende Vorbild für spätere Geschlechter.

(Eingegangen am 18. November 1925.)

Zusammenfassende Berichte.

Die Temperaturen der Fixsterne.

Von J. Hopmann, Bonn.

Inhalt: Übersicht über die direkten und indirekten Methoden, im Anschluß an die Plancksche Strahlungsgleichung die „schwarzen" Oberflächentemperaturen der Fixsterne zu bestimmen, Zusammenfassung der Ergebnisse, Prüfung ihrer Sicherheit, Vergleich unabhängiger Arbeiten. Folgerungen hinsichtlich der Durchmesser der Fixsterne und des Verhaltens einiger Veränderlicher.

Das Problem, die Temperaturen der der Beobachtung zugänglichen Oberflächenschichten der Sterne zu ermitteln, ist heute zu einem gewissen Abschluß gebracht, so daß es möglich ist, einen Überblick über das Erreichte zu geben und die Wege, die zu unsern heutigen Kenntnissen geführt haben, kurz zusammenfassend darzustellen.

Als physikalische Grundlage der Temperaturbestimmung kommen natürlich die Strahlungsgesetze in Frage. Von ihnen ist zunächst das Stefan-Boltzmannsche heute einwandfrei nur bei der Sonne anwendbar. Über die Ermittlung der Solarkonstanten weg, d. h. der Anzahl Kalorien, die pro Quadratzentimeter und Minute als Strahlungsenergie von der Sonne uns zugesandt werden (rund 2), ergab sich, daß unser Zentralgestirn die gleiche Energie aussendet wie ein 5740^0 abs. heißer schwarzer Körper. Die Ermittlung der Gesamtstrahlungsenergie, die vom einzelnen Fixstern zu uns gelangt, ist auch schon mit Hilfe der großen amerikanischen Spiegelteleskope, hochempfindlicher Thermosäulen oder Radiomikrometer in gewissem Umfange gelungen. Immerhin hat man auf diesem Wege noch nicht entsprechende schwarze Temperaturen ausgerechnet. Das Wiensche Verschiebungsgesetz kommt auch zur Verwendung nicht in Frage, da erfahrungsgemäß das Maximum der Strahlungsenergie zum Teil außerhalb des praktisch-erreichbaren Meßbereichs liegt. So bleibt allein übrig das Plancksche Strahlungsgesetz.

$$\left.\begin{aligned} E_\lambda &= C \cdot \lambda^{-5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1\right)^{-1} \\ &= C \cdot \lambda^{-5} e^{\frac{c_2}{\lambda T}} \cdot e^{\gamma_0 + \gamma_1/\lambda}, \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

wo $c_2 = 14350$, γ_0 und γ_1 bei unserm Problem klein und mit T schwach variabel sind.[1])

Bei seiner Anwendung ist natürlich Voraussetzung, daß die Energieverteilung im Sternspektrum wenigstens einigermaßen der eines schwarzen Körpers entspricht. In einem kurzen Wellenlängenbereich ist wie die Erfahrung gezeigt hat, dies fast immer der Fall (wenn man natürlich bei der Messung Stellen im Sternspektrum vermeidet, an denen sich starke Absorptionslinien oder -bänder befinden). Die so errechnete Temperatur nennt man effektive Temperatur oder auch wegen ihrer engen Verwandtschaft mit der Farbe der Sterne, ihre Farbtemperatur. Für andere Wellenlängenbereiche kann sie zunächst bei demselben Stern eine andere werden, falls nämlich die Abweichungen der wahren Energieverteilung im Sternspektrum vom Planckschen Strahlungsgesetz beträchtlich sind. Je größer aber der Wellenlängenbereich ist, in dem sich die Energieverteilungskurve der Sterne mit der Planckschen deckt, um so größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß die ermittelten Farbtemperaturen mit den wahren Temperaturen in der Sternatmosphäre identisch sind. Erst recht dürfte dies der Fall sein, wenn sich die aus der Planckschen Gleichung ermittelten Temperaturen mit den durch die Gesamtstrahlungsmessung (Stefan-Boltzmann) ermittelten decken.

Die erste größere Beobachtungsreihe und bis heute einzig fundamentale ist die von den Potsdamer Astronomen Wilsing, Scheiner und Münch von 1907—1919 ausgeführte, die sich auf 199 Sterne bis zur 4,5 Größe am Nordhimmel erstreckt.[2]) Wir setzen in obiger Gleichung

$$\frac{c_2}{T} + \gamma_1 = A,$$

bezeichnen ferner alles, was sich auf das Sternspektrum bezieht, mit dem Index *, was sich auf

[1]) Vgl. Publik. d. Astrophysik. Observatoriums Potsdam, Nr. 76.

[2]) Publik. Potsdam, Nr. 74.

das Spektrum des schwarzen Körpers bezieht, mit dem Index L. Dann ist für zwei verschiedene Wellenlängen 1 und 2

$$\left.\begin{aligned} \log E_{1*} - \log E_{1L} \\ = \log C_* - \log C_L + \frac{1}{\lambda_1} \log e [A_* - A_L] \\ \log E_{2*} - \log E_{2L} \\ = \log C_* - \log C_L + \frac{1}{\lambda_2} \log e [A_* - A_L] \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Ist also A^L, d. h. die Temperatur des schwarzen Körpers bekannt, so kann ich aus den Intensitätsverhältnissen im Sternspektrum und dem des schwarzen Körpers für zwei verschiedene Farben A_* berechnen und damit die effektive Temperatur des Sterns. Zu beachten ist, daß auf diesem Wege nicht eigentlich T, sondern c_2/T ermittelt wird und ferner, daß man zur Sicherheit der Beobachtungen natürlich nicht zwei, sondern viele Stellen des Spektrums miteinander vergleichen wird.[3])

Zur Ausführung ihrer Beobachtungen benutzten die Potsdamer ein nach Vogels Angaben von der Firma Töpfer gebautes Spektralphotometer, welches an dem großen Refraktor des astrophysikalischen Observatoriums angebracht wurde. In den Spalt des Photometers fiel einmal das Sternlicht und ferner das Licht einer elektrischen Kohlenfadenlampe, die mit konstanter Stromstärke belastet wurde. Zwischen Spalt und Lampe kamen zwei drehbare Nicols. Im Gesichtsfeld des Instruments lagen beide Spektren direkt nebeneinander, wurden aber durch passende Blenden bis auf den jeweils zu messenden schmalen Bereich abgedeckt. In leicht ersichtlicher Weise konnte nun die Energieverteilung im Sternspektrum, mit der des Lampenspektrums verglichen werden. Der ganze Apparat wurde ferner vom Fernrohr abgenommen und nun im Laboratorium das Lampenspektrum unter gleicher Belastung der Photometerlampe mit dem eines künstlichen schwarzen Körpers verglichen, dessen Temperatur seinerseits wieder durch geeichte Platinrhodiumthermoelemente bestimmt wurde. Auf dem Umwege über das Lampenspektrum weg wurden so die Sternspektren an den schwarzen Körper angeschlossen und zwar zunächst an fünf, dann an zehn Stellen des Spektrums zwischen 0,642 μ und 0,451 μ. Nicht weiter eingegangen sei auf die umfangreichen Untersuchungen auf systematische Fehlerquellen dieses Verfahrens, sei es solche persönlicher Art, oder solcher, die von der Absorption des Sternlichtes in der Atmosphäre und im Objektiv des Refraktors herrühren. Auf die Ergebnisse dieser Arbeit kommen wir weiter unten zu sprechen.

[3]) Die Formeln (2) geben dann die „Bedingungsgleichungen“ für den Ansatz der „Methode der kleinsten Quadrate“.

Als zweites größeres Unternehmen der Art sei die Arbeit Rosenbergs in Tübingen genannt.[4]) Seine Ausrüstung war wesentlich einfacher: eine Astrokamera von 11 cm Öffnung und 110 cm Brennweite, vor welcher sich ein 45°-Prisma befand. Die Kassette war verschiebbar, so daß auf einer Platte zahlreiche Spektren untereinander aufgenommen werden konnten. Die Schwärzungen in den Sternspektren wurden unter einem Hartmannschen Mikrophotometer an möglichst zahlreichen Stellen zwischen 0,57 μ und 0,34 μ ermittelt. Die Reduktion der Messungen erfolgte nach den in der photographischen Photometrie üblichen Prinzipien (Ermittlung der Gradation der Platten durch besondere Aufnahmen für verschiedene Wellenlängen und Expositionszeiten usw.) und zwar wurde alles auf die Intensitätsverteilung im Spektrum von α Aquilae als Normalstern bezogen. Letzterer wurde seinerseits auf einem nicht ganz glücklichen Wege an die Sonne angeschlossen und für letztere die aus der Solarkonstanten ermittelte Temperatur eingesetzt. Damit ergab sich die von α Aquilae und anschließend die der übrigen Sterne.

In neuester Zeit ist die Rosenbergsche Methode vervollkommnet von Sampson in Edinburg wieder aufgenommen worden.[5]) Mit etwas größerer Apparatur und Verwendung des Kochschen Registriermikrophotometers an Stelle des Hartmannschen. Abweichend von beiden ist die photographisch-spektral-photometrische Anordnung von Plaskett jr. an der Viktoria-Sternwarte in Kanada[6]): Vor den Spalt eines gewöhnlichen Spektrographen setzt er einen Glaskeil nebenstehender Form und sucht durch passende extra-

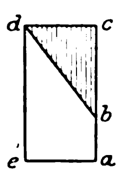


Abb. 1. $b\,c\,d$ = neutral-schwarzes Glas; $a\,b\,d\,e$ = klares Glas.

fokale Stellung das Sternlicht gleichmäßig über den ganzen Spalt zu verteilen. Ohne den Keil würde er die gewohnten breiten Spektralbilder erhalten. Mit diesem erhält er dagegen Spektra, die, von einer Grundlinie mit normaler Intensitätsverteilung ausgehend, nach oben abschattiert sind; die Linie gleicher Schwärzung im Spektrum wird sich von der Basis verschieden weit entfernen und zwar, abgesehen von Helligkeit des Sterns und der Ex-

[4]) Photogr. Untersuchung der Intensitätsverteilung in Sternspektren. Halle 1914.

[5]) Monthly Notices Roy. Astron. Soc. Januar 1925.

[6]) Publik. of the Dominion Astro-phys. Observat. Victoria. Vol. II.

positionszeit in Abhängigkeit von der Empfindlichkeit der Platte für Licht verschiedener Farbe, der Energieverteilung im Sternspektrum und den Absorptionsverhältnissen des Keils. Letztere werden durch Sonderuntersuchungen ermittelt und erstere dadurch eliminiert, daß auf die gleiche Platte mit gleicher Expositionszeit das Spektrum einer Metallfadenlampe bekannter Temperatur bzw. Energieverteilung kommt.

Ein fünftes Verfahren, die Temperaturen der Sterne zu vermitteln, arbeitet wieder im visuellen Gebiete des Spektrums und ist wiederum von Wilsing entwickelt. Er benutzt die durch Tabelle 1

Tabelle 1.

λ	Glasdicke	
	1/10 mm	1,0 mm
0,655	98,5 %	87,7 %
0,642	97,1	76,0
0,615	84,4	20,2
0,593	77,4	8,9
0,556	69,6	3,3
0,514	54,8	0,3
0,472	43,6	0,05

angedeutete Eigenschaft des Jenaer Glases F. 4512, Licht verschiedener Farben sehr verschieden stark zu absorbieren. Wie Tabelle 2 zeigt, lassen sich

Tabelle 2.

λ	$\log \beta_\lambda$	v
0,655	— 0,0006	+ 0,0023
0,642	— 0,0016	+ 0,0026
0,615	— 0,0116	— 0,0023
0,593	— 0,0171	— 0,0019
0,577	— 0,0191	— 0,0038
0,556	— 0,0216	— 0,0004
0,535	— 0,0300	+ 0,0022
0,514	— 0,0366	+ 0,0023
0,494	— 0,0491	— 0,0014
0,472	— 0,0573	+ 0,0007

$$\log \beta_\lambda = + 0{,}327 - \frac{0{,}214}{\lambda}$$

die Absorptionskoeffizienten dieses Rotglases sehr nahe in der Form

$$e^{\beta_0 + \beta_1/\lambda} = e^{\beta\gamma}$$

darstellen [7]). Wird nun ein derartiges Glas keilförmig geschliffen, und in den Strahlengang eines Fernrohres nahe dem Fokus gebracht, so ist die Energieverteilung im Sternspektrum (abgesehen von der selektiven Extinktion in der Erdatmosphäre) gegeben durch

$$C \cdot \lambda^{-5} e^{-\frac{A}{\lambda}} \cdot e^{-\gamma_0}, \qquad (3)$$

während sie nach dem Durchgang durch das Rotglas

$$C \cdot \lambda^{-5} e^{-\frac{A}{\lambda}} \cdot e^{(\beta_0 + \beta_1/\lambda) \cdot d} e^{-\gamma_0} \qquad (4)$$

ist, d = die Dicke des Rotglases. Scheinbar ist damit die Temperatur des Sterns erniedrigt worden, was sich für das Auge des Beobachters durch seine geänderte Farbe kennzeichnet. Mit dem Rotkeil verbindet Wilsing nun ein Zöllnersches Photometer (s. Abb. 2) aus dem alle Baugläser und dergleichen entfernt sind. Der Beobachter sieht bekanntlich in diesem neben den natürlichen

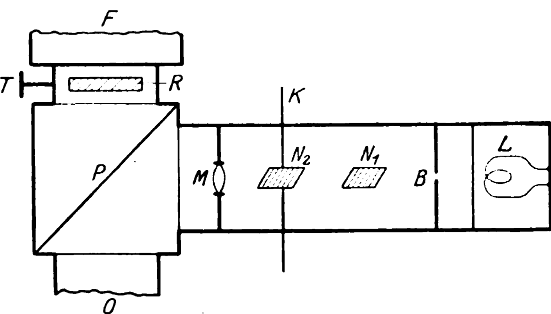


Abb. 2. L Lampe, B Lochblende, N_1 fester Nicol, N_2 drehbarer Nicol, Ablesung am Kreise K, M Mikroskopobjektiv, P planparallele Glasplatte, O Okular, F Fernrohrende, R Rotkeil durch Zahn und Trieb T verstellbar.

Sternen die 1 (bzw. 2) rötlichen Photometersterne. Wird der Rotkeil nun genügend tief hereingeschraubt, so läßt sich einmal die Farbe des natürlichen Sterns gleich der des Photometersterns machen und ferner durch Verstellen der Nicols auch die Intensität beider. Wie eine leichte Überlegung zeigt, gilt dann die Beziehung

$$\left.\begin{aligned} C_* e^{-\gamma_0 - \beta_0 d} \int_{0,45}^{0,68} \lambda^{-5} e^{-\frac{1}{\lambda}\left(A + \beta_1 \cdot d\right)} d\lambda \\ = C_L \sin^2 \varphi \int_{0,45}^{0,68} \lambda^{-5} e^{-\frac{A_L}{\lambda}} d\lambda \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

oder

$$\left.\begin{aligned} A_* + \beta_1 \cdot d &= A_L; \\ C_* e^{-\gamma_0 - \beta_0 \cdot d} &= C_L \sin^2 \varphi. \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

0,45 und 0,68 sind die Grenzwellenlängen der Lichtempfindlichkeit des Auges, φ ist der Drehungswinkel des ersten Nicols gegen das zweite.

Wäre die Temperatur der Lampe bekannt, so würde sich auf diesem Wege die der Sterne ergeben. Bisher ist allerdings meist so verfahren worden, daß man mit Hilfe eines Sterns bereits bekannter Temperatur die der Lampe ermittelte und so zu den Temperaturen neu zu bestimmender Sterne gelangte.

Die ausgedehnte Potsdamer Arbeit erstreckte sich auf 199 Sterne bis 4,5 Größe und verlangte ein Fernrohr von 80 cm Öffnung; Rosenberg hatte 68 helle Sterne untersucht. Auch Sampson kommt nicht unter Sterne der 4. Größe

[7]) v die Reste, die die untenstehende Formel in den beobachteten Werten der 2. Spalte läßt.

herunter (64 **). Diesen gegenüber ist das Rotkeilkolorimeter eigentlich das leistungsfähigste Instrument, was Handlichkeit und Reichweite anlangt. Sind doch mit einem Fernrohr von 16 cm Öffnung Sterne der 6,5-Größe noch bequem erreichbar. So sind denn auch in Potsdam eine größere Zahl Kolorimeterbeobachtungen von Schnauder ausgeführt worden, deren Bearbeitung nach seinem frühen Tode R. Müller übernommen hat. Auf der Bonner Sternwarte sind bis heute an die 2000 Beobachtungen, die sich auf besonders interessante Objekte erstrecken, der Art angestellt worden.

Neben den geschilderten direkten Methoden, die c_2/T bzw. T zu bestimmen, haben wir noch eine ganze Reihe indirekter. Einmal sind hier zu nennen die Farbenschätzungen. Die Farbe der Fixsterne variiert zwischen reinem Weiß, Gelb und Rot nebst aller Art von Übergängen und es ist selbstverständlich, daß diese mit den Temperaturen im engsten Zusammenhang stehen. Statt die Farbe eines Sterns in Worten oder Buchstaben auszudrücken, zieht man heute nach dem Beispiele von Schmidt und Osthoff vor, hierfür Zahlen zu setzen, indem 0 den weißesten Tönungen (Sirius) entspricht, 5 die etwa gelbe Farbe bedeutet, während 8—10 für die verhältnismäßig seltenen, tiefroten Sterne reserviert ist. Osthoff u. a. haben ausgedehnte Farbenkataloge veröffentlicht. Sind unter ihren Sternen nun eine erhebliche Anzahl, deren c_2/T spektralphotometrisch bestimmt ist, so läßt sich statistisch die Korrelation zwischen Farbenzahl und Temperatur ermitteln und damit dann die Temperaturen der übrigen Sterne.

An weiteren derartigen Farbenäquivalenten haben wir ferner die „effektiven Wellenlängen“. Vor das Objektiv eines photographischen Refraktors kommt ein ganz grobes Beugungsgitter, welches z. B. aus 1 cm breiten Streifen von Bandeisen besteht, die jeweils durch Intervalle von genau 2 cm Breite getrennt sind. Auf der photographischen Platte entstehen dann links und rechts vom Zentralbild ganz kurze sternartige Beugungsspektren, deren Violett dem Zentralbild zugekehrt ist. Kurze Überlegung zeigt, daß dann bei einem sehr roten Stern der Abstand der Schwerpunkte der beiden Spektren 1. Ordnung größer sein wird, als bei einem violetten. Zusammen mit der Brennweite des Fernrohrs und den Abmessungen des Gitters läßt sich aus dem Abstand dieser Bildschwerpunkte dann unschwer die Wellenlänge berechnen, die für den betreffenden Stern und die gewählte Plattensorte den meisten Einfluß hatte, den Bildschwerpunkt erzeugte, d. h. die effektive Wellenlänge ist. Wiederum muß aus einer großen Zahl von Sternen darunter solchen bekannter Temperatur dann statistisch die Beziehung zwischen T und den $\lambda_{\text{eff.}}$ abgeleitet werden.

Als allerwichtigstes Farbenäquivalent müssen wir aber die sogenannten Farbenindizes betrachten. Diese sind der Unterschied zwischen der photographischen und der visuellen Größenklasse eines Sterns. Ein weißer und ein roter Stern mögen für das Auge z. B. genau gleich hell erscheinen, dann wird der rote Stern auf der Platte ein bis zwei Größenklassen schwächer sein. Man ist übereingekommen, daß für Sterne vom Spektraltypus A (s. unten) die visuellen und photographischen Größenangaben einander gleich sein sollen (Definition des Nullpunktes der Größenskalen). Dann werden heißere Sterne photographisch heller sein, negativen Farbenindex haben, kältere (gelbe, rote Sterne) positiven. Auch hier muß wieder statistisch die Beziehung zwischen Farbenindex und Temperatur festgelegt werden.

Neben dem photographisch-visuellen Farbenindex haben wir noch eine Reihe anderer. Z. B. die Größenunterschiede zwischen Aufnahmen mit normalen Platten und orthochromatischen mit Gelbfilter (photovisuelle Größe). Die seit etwa $1^1/_2$ Jahrzehnten durch Guthnick eingeführten photo-elektrischen Meßmethoden führen auch zu Farbenindizes, indem der Stern z. B. einmal durch ein Blauglas. dann durch ein Gelbfilter gemessen wird. Es ist hier nicht der Ort auf die verschiedenartigen systematischen Fehlerquellen einzugehen, die den verschiedenen Methoden — Farbenschätzungen, effektive Wellenlängen, Farbenindizes — anhaften.

Gehen wir nun nach der Darlegung der verschiedenen Beobachtungsmethoden über zu dem Ergebnis. Es ist zuvor aber gut, kurz an die Spektralklassifikation der Harwardsternwarte zu erinnern, die heute international angenommen ist, und die die nachstehende Übersicht gedrängt wiedergibt.

Typus	Eigenschaften
O	Selten, gekennzeichnet durch die Linien von Helium +.
B	Neutrales Helium in Emission und Absorption, H und ionisierte Metalle.
A	Die Wasserstofflinien (Balmer Serie) beherrschen das Spektrum.
F	Wasserstoff tritt zurück, zahlreiche feine Metalllinien.
G	Sonnenspektrum.
K	Starke Metallinien, einzelne Bänder, besonders stark die Linien von Ca +.
M	Das Spektrum hat starke Absorptionsbanden (Titanoxyd).

Hertzsprung hat 1922[8]) alles verfügbare Material an direkten und indirekten Temperatur-

[8]) Annalen van de Sternewacht te Leiden, 14, 1.



Tabelle 3.

Potsdam [9]	$\frac{c_2}{T}$	Osthoff [10]	$\frac{c_2}{T}$	King [11]	$\frac{c_2}{T}$	$\lambda_{eff.}$ [12]	$\frac{c_2}{T}$
W	1,47	2,0 C	0,96	− 0,26 m	0,70	416 $\mu\mu$	1,20
W +	1,69	2,5	1,36	− 0,03	1,18	416	1,43
GW −	1,61	3,0	1,76	+ 0,07	1,87	417	1,85
GW	2,19	3,5	2,13	+ 0,39	2,36	422	2,34
GW +	2,23	4,0	2,46	+ 0,86	3,09	427	2,86
WG −	2,64	4,5	2,76	+ 1,18	3,68	430	3,29
WG	3,17	5,0	3,08	+ 1,47	4,15	434	3,92
WG +	3,63	5,5	3,50	+ 1,66	4,38	441	4,65
G −	3,58	6,0	3,97				
G	3,67	6,5	4,97				
G +	3,92	7,0	4,97				
RG −	4,27						
RG	4,60						

bestimmungen zu einem einheitlichen Kataloge zusammengetragen und auf das System der Potsdamer 199 Sterne reduziert. Nach Spektraltypen geordnet ergeben sich damit auszugsweise die nachstehenden Tabellen 3 und 5 (2. und 3. Spalte).

Die Oberflächentemperaturen der Sterne schwanken danach zwischen 15000° und 2800°. Auffallend ist, daß bei den „frühen" Spektraltypen B und A die Temperatur nicht mehr steigt trotz ihres ganz verschiedenen Spektrums. Nun war zwischen den Wilsingschen und Rosenbergschen Temperaturskalen eine außerordentlich starke Differenz wie die Zahlen (Tabelle 4) entsprechender

Tabelle 4.

$\frac{c_2}{T}$ Wilsing	$\frac{c_2}{T}$ Rosenberg
1,47	0,35
1,74	0,65
1,73	0,84
2,01	1,23
2,70	2,41
2,86	3,55
3,56	4,42
4,21	5,93

Sterne zeigen. Sie aufzuklären hat 1923 Brill[13]) unternommen. Er kommt im wesentlichen zu dem Schluß, daß die Potsdamer Temperaturen bzw. c_2/T systematisch zu niedrig (bzw. zu groß) sind. Daß ferner für den Bereich von 0,65 μ bis 0,43 μ die Plancksche Strahlungsgleichung genügend erfüllt ist, daß aber jenseits 0,43 μ durch Absorption in der Sternatmosphäre starke Abweichungen vom Planckschen Gesetz auftreten, die den Fehler der hauptsächlich in diesem Bereich gemachten Messungen Rosenbergs erklären. Durch eine nicht ganz einfache Überarbeitung der Wilsingschen und Rosenbergschen Messungen gelang es Brill, erneute und anscheinend verbesserte Temperaturen abzuleiten. Seine Skala konnte er noch stützen durch eingehende Untersuchung der photographisch-visuellen Farbenindizes der Harward-Sternwarte. Brill hat dann 1924 seine Untersuchungen gekrönt durch einen Katalog von 134 Sternen, deren Temperaturen nach diesen Neureduktionen nun besonders gesichert erscheinen. Seine c_2/T sind im einzelnen etwa um $\pm$ 0,05 nur noch unsicher. Tabelle 5 zeigt übersichtsweise das Ergebnis Brills.

Tabelle 5.

Sp.	$\frac{c_2}{T_H}$	T_H	$\frac{c_2}{T_{Br}}$	T_{Br}	*W. F.*	*F. u. M.*
B_0	1,48	9700°	0,67	21400°	± 2500°	19000°
A_0	1,48	9700	1,22	11700	700	10000
F_0	2,20	6500	1,85	7740	250	7500
G_0	2,87	5000	2,35	6090	160	6000
K_0	3,53	4050	3,14	4550	100	4500
M	4,53	3160	4,08	3510	50	3000

Es ist nun von Interesse die systematische Genauigkeit dieser Werte an Hand der Arbeiten von Sampson und noch weiter zu besprechender zu prüfen. Tabelle 6 ermöglicht es uns in etwas.

Tabelle 6.

Stern	Temperatur nach		
	Brill	Sampson	Abbot
Rigel	(13200°)	14800°	16000°
Wega	11900	11600	14000
Sirius	(11800)	12800	11000
Prokyon . . .	7550	8300	8000
Capella . . .	5630	5500	5800
Aldebaran . .	3560	3400	3000
β-Pegasi . . .	3460	3200	2850
Beteigeuze . .	3400	3400	2600

[9]) Farbe nach der Potsdamer photometrischen Durchmusterung.

[10]) Farbe nach Osthoff.

[11]) Farbenindex: King photogr. Größe minus Pickering visuelle Größe.

[12]) Effektive Wellenlänge nach Lindblad.

[13]) Astr. Nachr. **218**, **219**, **223**. Veröff. d. Sternwarte Berlin-Babelsberg, **5**, 1.

In ihr sind die Temperaturen einzelner markanter Sterne nach Brill und Sampson angegeben und ferner nach einer neueren Arbeit von Abbot.[14]) Letzterer hatte mit dem 2,50 m-Spiegel des Mount-Wilson-Observatoriums das Licht der Sterne aufgefangen, dann spektral zerlegt und seine Energieverteilung auch im Ultraroten, nämlich von 0,4 μ bis 2,4 μ radiomikrometrisch gemessen. Die Abbotschen Zahlen harmonieren recht gut mit den übrigen, lassen aber eine Entscheidung noch nicht zu, da sie nur auf Beobachtungen von 4 Nächten beruhen. Auf der gleichen Sternwarte hatten Nicols und Petitt und auch Coblentz durch Thermoelemente die Gesamtstrahlung einzelner Objekte gemessen. Unter Berücksichtigung der Absorption der Strahlung im Ultraroten insbesondere der atmosphärischen Wasserdampfbanden gelang Wilsing[15]) der Nachweis, daß letztere Messungen sehr gut mit der üblichen Temperaturskala harmonieren. So haben Thermoelement und Radiometer dann bewiesen, daß die Plancksche Strahlungsgleichung bis tief ins Ultrarot hinein in erster Näherung erfüllt ist

Durch die moderne Atomtheorie ist noch eine unerwartete Kontrolle der Temperaturskala uns ermöglicht worden. Auf Grund von Ideen, die zuerst Nernst und Eggert ausgesprochen haben, hat der indische theoretische Physiker Meg Nad Saha die Beziehung abgeleitet zwischen Druck in der Sternatmosphäre, Temperatur, Ionisationsspannung und dem Verhältnis der ionisierten Atome eines Elements zu den neutralen. Seine Arbeit wurde fortgesetzt von Fowler-Milne, Payne u. a., so daß uns heute das Auftreten der verschiedenen Spektrallinien in den einzelnen Typen erklärlich ist. Nehmen wir für alle Sterne denselben Druck in den Oberflächenschichten an, 10^{-4} Atm., so sind z. B. geringere Temperaturen nötig, um die Linien des ionisierten Kalziums auftreten zu lassen, als die des ionisierten Heliums. Der Milneschen Arbeit[16]) sind so die in der letzten Spalte von Tabelle 5 angegebenen atomtheoretisch berechneten Temperaturen entnommen.

Von der Gesamtstrahlung eines glühenden Körpers nimmt unser Auge ja nur einen begrenzten Teil wahr. An Hand der Empfindlichkeitskurve des Auges läßt sich das Verhältnis zwischen Gesamtstrahlung und der vom Auge wahrgenommenen bestimmen. Die visuellen Intensitätsverhältnisse zweier Sterne bestimmen ihren visuellen Größenunterschied, während man die Verhältnisse der Gesamtstrahlungen als bolometrische Größen bezeichnet. Für den Zusammenhang zwischen bolometrischen und visuellen Größen einerseits und der Temperatur andererseits haben wir eine Reihe Reduktionstafeln (von Eddington-Bottlinger, Brill und Hopmann[17]). Wenn man jetzt von zwei Sternen die visuellen Größen und Temperaturen, damit also deren bolometrische Intensitätsverhältnisse kennt. so gilt folgende Formel (7), in welcher Δ_1 und Δ_2 die Abstände der Sterne von uns, r_1 und r_2 ihre Durchmesser und H_1 und H_2 ihre bolometrische Intensität und T_1 und T_2 ihre Temperaturen bezeichnet.

$$\frac{H_1}{H_2} = \frac{\Delta_2^2}{\Delta_1^2} \cdot \frac{r_1^2}{r_2^2} \cdot \left(\frac{c_2/T_2}{c_2/T_1}\right)^4. \qquad (7)$$

Nimmt man für den einen Stern die Sonne, so läßt sich hierdurch $r:\Delta$ für den anderen berechnen, d. h. der Winkel, unter welchem der Stern von uns aus gesehen erscheint. Nun ist es vor wenigen Jahren auf dem Mount Wilson gelungen mit Hilfe des Interferometers die Durchmesser einiger weniger Sterne direkt zu messen, so daß die Übereinstimmung zwischen dem so beobachteten Sterndurchmesser und dem über die Strahlungsgesetze hinweg berechneten ein Maß für die Richtigkeit der Temperaturskala und alles was damit zusammenhängt, abgibt. Der Vergleich in Tabelle 7 nach Brill läßt kaum etwas zu wünschen übrig.

Tabelle 7.

Stern	Sp.	Radius	
		kolorim.	interferom.
Arktur	K_0	0,0095″	0,0108″
Aldebaran	K_5	0,0105	0,0144
Beteigeuze	M_1	0,0225	0,0183
Antares	M_2	0,0200	0,0173

Einen wesentlichen Schritt weiter in der Erkenntnis des Zustandes auf den Sternen kommt man durch Kombination derartiger Resultate mit den Entfernungsbestimmungen der Sterne: Ist uns Δ bekannt, so erhalten wir den linearen Durchmesser des Sterns. Ohne weiter auf Einzelheiten hier einzugehen, sei kurz darauf hingewiesen, daß wir nunmehr Riesen und Zwerge unter den Fixsternen kennen, nicht nur an Leuchtkraft, d. h. Sterne, deren absolute Intensität die unserer Sonne um das Tausendfache und mehr übertrifft, und solche die 100mal schwächer sind wie sie, sondern auch an Dimension: Die Sonne ist ein Zwerg unter den Fixsternen, ihr gleichen an Durchmesser zahllose Fixsterne von gleichem oder verwandtem Spektraltypus, während die A- und B-Sterne 5—10mal größeren Durchmesser haben, wir vor allem aber dann noch rote und gelbe Riesensterne haben, die an Durchmesser die Sonne oft über 100mal übertreffen.

Anhangsweise sei noch kurz der Sterne gedacht, die veränderliche Oberflächentemperatur

[14]) Astrophysikal Journal, **60**.
[15]) Astr. Nachr., **220**.
[16]) Monthly Notices, **83**.
[17]) Astr. Nachr., **222**.

aufweisen, wie sie vor allem in Bonn ausgedehnt kolorimetrisch untersucht worden sind. Mit zu den überraschendsten Ergebnissen gehören da die Beobachtungen der lang periodisch veränderlichen Sterne wie o-Ceti oder χ-Cygni. Letzterer wird visuell z. B. im Maximum dritter bis vierter Größe, also dem freien Auge gut sichtbar, während er im Minimum für Fernrohre mittlerer Größe verschwindet, was einer visuellen Intensitätsänderung von 10000 : 1 etwa entspricht. Nun hatten thermoelektrische Messungen von Nicols und Petitt 1922 gezeigt, daß trotzdem die Gesamtstrahlung des Sterns, seine bolometrische Intensität fast konstant bleibt. War zu dieser Ermittlung der 100zölllige. Reflektor des Mount Wilson nötig, so gab unabhängig davon im folgenden Jahre das Bonner Kolorimeter am Sechszöller eine volle Bestätigung. Die effektive Temperatur des Sterns schwankte in der Zeit vom 8. September 1923 bis 15. Januar 1924 zwischen 1900 und 2700°, seine visuelle Intensität zwischen 4,9 m und 7,6 m, während seine bolometrische Größe fast konstant 3,0 m blieb.[18]) Ein gleiches gilt von den noch unveröffentlichten Bonner Beobachtungen von o-Ceti 1924/25.

Die Perioden beider genannten Sterne sind 405 und 331 Tage. Im Gegensatz zu ihnen und doch vielleicht wieder verwandt damit stehen die δ-Cephei Veränderlichen, deren eigenartiges Verhalten hinsichtlich Helligkeitsverhältnis, Änderung des Spektraltypus, der Temperatur, der Radialgeschwindigkeiten usw., schon eine große Anzahl Theorien veranlaßt hat. Auch hier dürften die Kolorimeterbeobachtungen wesentlich Neues bringen, indem sie erstmalig exakte Werte für die Temperaturen liefern, zugleich aber gezeigt haben, daß auch hier die bolometrischen Intensitäten, die Gesamtstrahlung der Sterne, bei allem Temperaturwechsel doch nahezu konstant bleiben.[19])

Der Beobachtung nicht zugänglich ist das Innere der Sterne über das uns nur die Theorie etwas aussagen kann. Es sei hier nur auf die großen Arbeiten Eddingtons[20]) hingewiesen, der für den Kern der Sterne zu Temperaturen und sonstigen physikalischen Verhältnissen kommt, die wir im Laboratorium wohl kaum je wieder nachahmen und prüfen können, Millionen Grade Celsius, Drucke von Millionen von Atmosphären.

---

[18]) Hopmann, Astr. Nachr., **222**.
[19]) Hopmann a. a. O.
[20]) Z. B. Zeitschr. f. Physik, **7**, H. 6.

(Eingegangen am 15. Juli 1925.)

Wasserkraftmaschinen in Forschung und Theorie.

Von Bruno Eck, Aachen.

Die Wasserturbinen sind, wie kaum eine andere Maschine, in der unbequemen Lage, sich vielgestaltigen Betriebsbedingungen anpassen zu müssen, die einmal durch das zur Verfügung stehende Gefälle und die Wassermenge bedingt sind, anderseits durch die am Aufstellungsorte erforderlichen baulichen Rücksichten und Geländeverhältnisse. Hierdurch haben sich ganz zwangläufig im Laufe der Zeit eine Reihe durchaus verschiedenartiger Typen herausgebildet, von denen augenblicklich drei Grundarten das Feld beherrschen: Die Freistrahl-(Pelton-)Turbinen[1]) für große Gefälle und kleine Wassermengen, die Franzisturbinen für mittlere Gefälle und mittlere bis große Wassermengen und die Achsial-(Kaplan-) Turbinen für kleine Gefälle und sehr große Wassermengen. Diese Charakterisierung ist natürlich keine strenge. Z. B. kann die Franzisturbine auch für große Gefälle verwendet werden, wenn gleichzeitig große Wassermengen zur Verfügung stehen. In der Natur ist dies aber sehr selten der Fall, so daß die Franzisturbinen im allgemeinen für kleinere und mittlere Gefällhöhen in Frage kommen. Die Grenzleistungen sind ungefähr für alle drei Typen dieselben und können mit etwa 40000 PS angegeben werden. Da die Ausnutzung der Wasserkräfte meist zur Erzeugung von elektrischer Energie dient, ist man von jeher bestrebt gewesen, die Drehzahlen mit Rücksicht auf die elektrischen Maschinen und die Verbilligung der Gesamtanlage möglichst zu erhöhen. Dieses Bestreben konzentriert sich hauptsächlich auf die wirtschaftliche Ausnutzung von niedrigen Gefällshöhen, wo die Erhöhung der Drehzahl große Schwierigkeiten bereitet. Die Steigerung der sog. Schnelläufigkeit zieht sich deshalb wie ein roter Faden durch die ganze Entwicklung des Turbinenbaues, und ihr jeweiliger Höchstwert ist charakteristisch für den jeweiligen Stand der Entwicklung.

Spezifische Drehzahl und Kennzahlen.

Um ein Maß für die Schnelläufigkeit einer Wasserkraftmaschine zu erhalten, hat man den Begriff der spezifischen Drehzahl eingeführt.[2]) Hierunter versteht man die Drehzahl einer in allen Teilen geometrisch verkleinerten Turbine, die bei einer Förderhöhe von 1 m 1 PS leistet. Man muß natürlich voraussetzen, daß der hydrau-

---

[1]) Die folgenden Ausführungen erstrecken sich nur auf Vollturbinen, z. B. Franzisräder, Kaplanturbinen und Kreiselpumpen.

[2]) Siehe z. B. Camerer, Zeitschr. für das gesamte Turbinenwesen, 1915, 217.



lische Wirkungsgrad bei stoßfreiem Arbeiten für geometrisch ähnliche Pumpen derselbe ist.[3])

Ist Q die Wassermenge in Kubikmeter in der Sekunde, H das Gefälle in Meter und n die Tourenzahl der Turbinen, so erhält man für die spezifische Drehzahl

$$n_s = 3{,}65 \frac{n\sqrt{Q}}{H^{5/4}}.$$

Es ergeben sich hier bei den vorhandenen Ausführungen Zahlen

$$n_s = 10 \div 1000 \text{ min.}$$

Als Vergleichsmaß für die Schnelligkeit läßt sich gegen diesen Begriff einwenden, daß er nicht dimensionsfrei ist. Anderseits vermißt man bei der über diesen Gegenstand bestehenden Literatur eine anschauliche Erklärung, weshalb es sich hier um eine physikalische Zahl handelt, die einer Maschine eigentümlich ist. (Man vergleiche z. B. die klaren und anschaulichen Ableitungen des Reynoldschen Ähnlichkeitsgesetzes[4]) und der Froudeschen Zahl.) Es fragt sich, ob es überhaupt möglich ist, eine Turbine durch nur eine Zahl zu kennzeichnen.

Im Gegensatz hierzu haben sich im Flugzeugbau hier viel deutlichere Kennzeichnungen herausgebildet. Ein Propeller z. B. ist durch zwei Zahlen, den Fortschrittsgrad und den Belastungsgrad, physikalisch festgelegt.

Bei näherer Untersuchung zeigt sich, daß der physikalische Inhalt der Schnelläufigkeit durch den sog. Belastungsgrad bestimmt ist. Beim Propeller versteht man hierunter das Verhältnis:

$$\sigma = \frac{\text{Schub}}{\text{Staudruck auf Flügelkreisfläche}}.$$

Berechnet man z. B. für Achsialturbinen diese Zahl, so ist

$$\sigma = \frac{\gamma \cdot H}{\frac{\gamma}{g} \frac{1}{2} c_m^2} = 2 \frac{g \cdot H}{c_m^2};$$

setzt man

$$c_m = \frac{Q}{\frac{\pi}{4} D^2},$$

ferner

$$D = \frac{u}{n} \frac{60}{\pi} \quad \text{und} \quad \frac{u^2}{g} \cdot \nu = H,$$

so erhält man

$$\sigma = \frac{\pi^2 \cdot g^3 \cdot 60^4}{\nu^2 \cdot 8\, Q^2 \cdot n^4 \cdot \pi^4} = \frac{H^3}{Q^2 n^4 \nu^2} \cdot C.$$

Nun ist nach obigem

$$n_s = 3{,}65 \frac{n\sqrt{Q}}{H^{3/4}}$$

also

$$\frac{H^3}{Q^2 n^4} = \frac{3{,}65^4}{n_s^4}$$

d. h.

$$\sigma = \frac{27{,}41 \cdot 10^9}{\nu^2 n_s^4}.$$

σ ist also bis auf konstante Größen umgekehrt prop. der 4. Potenz der spezifischen Drehzahl.

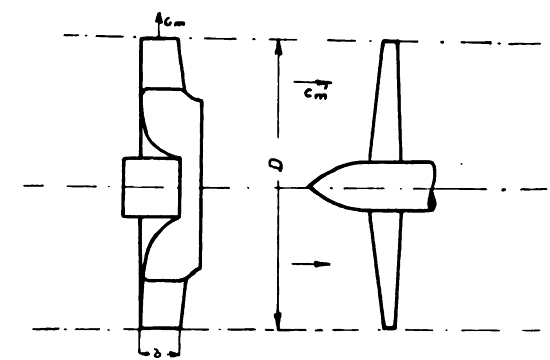


Abb. 1. Schematische Darstellung eines Radial- und eines Achsialrades.

Um bei Radialrädern zu dem Begriff des Belastungsgrades zu kommen, muß man dieselben vergleichen mit Achsialrädern von demselben Außendurchmesser, die bei derselben Druckhöhe die gleiche Fördermenge verarbeiten. So erhält man, Abb. 1,

$$c_m \cdot \pi D \cdot b = c^1_m \cdot \frac{\pi}{4} D^2$$

$$c^1_m = 4 \frac{b}{D} \cdot c_m$$

mithin

$$\sigma = \frac{\gamma \cdot H}{\frac{\gamma}{g} \frac{1}{2} c_m^{12}} = \frac{\gamma \cdot H}{\frac{\gamma}{g} \frac{16}{2} \left(\frac{b}{D}\right)^2 c_m^2} = \frac{D^2 \cdot H}{8 \cdot b^2 \cdot c_m^2},$$

setzt man wieder ein

$$c_m \cdot b \cdot \pi \cdot D = Q$$

und

$$D = \frac{u}{n} \frac{60}{\pi}; \qquad \frac{u^2}{g} \cdot \nu = H,$$

so entsteht

$$\sigma = \frac{27{,}41 \cdot 10^9}{\nu^2 n_s^4},$$

d. h. dasselbe Resultat, wie oben, mithin eine dimensionslose Zahl, die ebenfalls ein Maß für die Schnelläufigkeit ist und sich aus eindeutigen physikalischen Eigenschaften herleitet. Drückt man n_s und σ durch die Geschw. c_m und die Durchmesser aus, so erhält man:

[3]) Genau trifft das nur zu, wenn die Reynoldssche Zahl konstant ist.

[4]) Th. v. Kármán, Gastheoretische Deutung der Reynoldsschen Kennzahl. Zeitschr. f. angew. Mathematik und Mechanik, 1923, 395.

Achsialräder Radialräder

$$n_s = \frac{705}{\nu^{3/4}} \sqrt{\frac{c_m}{u} \cdot \frac{2}{D}} = \frac{1}{2} \frac{705}{\nu^{3/4}} \sqrt{\frac{c_m}{u}}$$

$$\sigma = \frac{1}{8} \nu \left[\frac{u}{c_m} \frac{D}{b}\right]^2 = 2\nu \left[\frac{u}{c_m}\right]^2.$$

[Der Beiwert ν bringt im allgemeinen den Einfluß des Leitringes gegenüber Leitschaufeln zum Ausdruck.] Man sieht, daß die Begriffe Schnelläufigkeit[5]) und Belastungsgrad sich decken.

Nun kann man bei konstantem n_s bzw. σ, d. h. $\frac{u}{c_m} \cdot \frac{D}{b} = \text{const.}$ bzw. $\frac{u}{c_m} = \text{const}$ noch das Verhältnis der Ein- und Austrittsquerschnitte ändern, d. h. zur Charakterisierung einer Turbine ist außer n_s bzw. σ noch eine Zahl $\frac{D_1}{D_2}$ oder $\frac{c_{m1}}{c_{m2}}$ notwendig, was bei dem Propeller dem Fortschrittsgrad entspräche. Schon mit Rücksicht auf die verschiedenen Meßsysteme wäre es zu wünschen, daß diese Erwägungen Anklang fänden.

Entwicklung der schnellaufenden Turbinen.

Zur Erhöhung der Schnelläufigkeit hat man planmäßig alle Mittel versucht, die konsequent auf den Typ der Kaplanturbinen führten. Der um die Jahrhundertwende vorherrschende Typ der Franzisturbinen (Abb. 2) ergab spez. Drehzahlen

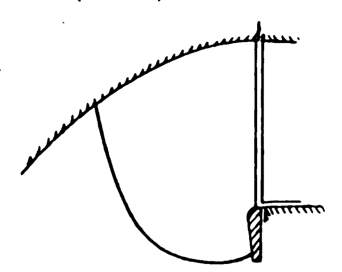


Abb. 2. Ältere Franzisturbine.

$n_s = 200 \sim 250$. Man rückte nur zur Erhöhung der Schnelläufigkeit die Eintrittskante, deren Form man zuerst beibehielt, allmählich nach innen und ebenso den oberen Teil des Außenkranzes (Abb. 3). So erreichte man um 1909 $n_s \sim 300 \sim 400$.

Von der durch die klass. Turbinentheorie gestellten Forderung eines kleinen Spaltes zwischen Leit- und Laufrad rückte man dann vorsichtig ab und zog die Eintrittskante noch weiter nach innen, während der Leitapparat seine Lage beibehielt (Abb. 4). So kam man zu $n_s \sim 350 \div 400$.[6])

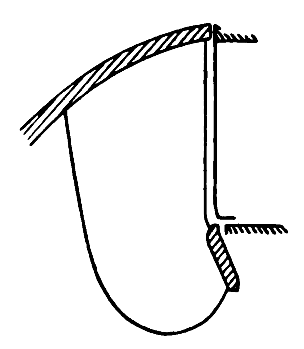


Abb. 3. Franzisturbine mit zurückgezogener Eintrittskante.

In baulicher Hinsicht wurden diese Typen gleichzeitig gut entwickelt, so daß man heute sagen kann, daß die Betriebssicherheit der Einzelteile wie der Gesamtanlage eine fast unbedingte ist. Der Wirkungsgrad solcher Maschinen kann mit etwa 90% angegeben werden. Bei größeren Ausführungen wird dieser Wert überschritten. Man beherrscht mit Sicherheit Gefällhöhen bis zu 300 m und spez. Drehzahlen bis $n_s \sim 400$. Im großen und ganzen kann die Entwicklung dieser Typen als abgeschlossen gelten.

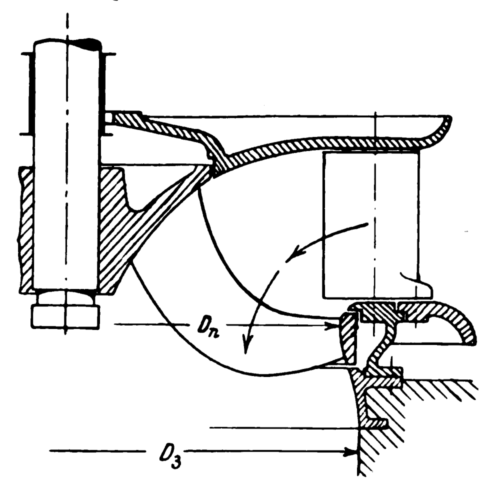


Abb. 4. Franzisturbine mit Spielraum zwischen Laufrad und Leitapparat.

Die theoretischen Anschauungen, die bei der Entwicklung der Franzisturbinen ausschlaggebend waren, können unter dem Namen Stromfadentheorie gekennzeichnet werden, die im wesentlichen fordert, daß die Wasserteilchen in der

[5]) In der richtigen Erkenntnis für n_s dimensionslose Zahlen einzuführen, schlägt Thoma (Zeitschr. d. V. D. I. **25**, 330) vor, n_s durch Einführung des Schwerfeldes 1 statt $g = 9{,}81$ dimensionslos zu machen und eine spezif. Winkelgeschw. $\omega_s = \frac{\omega \sqrt{N}}{H^{\frac{5}{4}} \cdot g^{\frac{3}{2}} \cdot \gamma^{\frac{1}{2}}}$ einzuführen. Auch hier kommt der physikalische Kern nicht richtig zum Vorschein, abgesehen davon, daß die Bildung von $\frac{5}{4}$ Potenzen eine umständliche Rechenerschwerung ist.

[6]) Eine vollständigere Darstellung der geschichtlichen Entwicklung gibt Oesterlen, Schnellaufende Wasserturbinen. Zeitschr. d. V. D. I., 1921, 409.



Turbine überall und sehr eng geführt werden müssen, damit sie sich alle an der Energieabgabe gleichmäßig beteiligen. Schon bei den Franzisschnelläufern ergaben sich hier große Schwierigkeiten, weil die Schaufelwinkel sehr flach wurden, mithin sehr lange Kanäle entstanden, die die Reibung sehr erhöhten. Vergrößert man in der oben angegebenen Richtung weiter die Schnellläufigkeit, so würde dieser Übelstand noch schlimmer und man erhielt immer schlechtere Wirkungsgrade. Eine abermalige Erhöhung der Schnelligkeit war also nur möglich, wenn man die sog. Zellenausbildung grundsätzlich verließ. Diesen für damalige Anschauungen gewaltsamen und entscheidenden Schritt sowohl für die Turbinenkonstruktionen wie für die nachfolgenden Theorien führte im Jahre 1913 Kaplan aus, indem er einerseits zwischen Lauf- und Leitrad einen solchen Spielraum ließ, daß das Wasser sich selbst überlassen war, andererseits die Eintrittskante so weit zurückzog, daß sie parallel mit der Austrittskante wurde (Abb. 5). Es entstand ein richtiges Flügel-

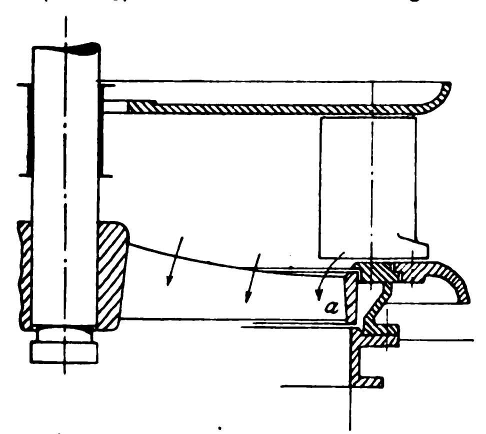


Abb. 5. Achsialturbine mit Außenring.

rad nach Art der Propeller. Im Interesse kleiner Reibung wurden nur 2 und 4 Flügel angebracht. So erreichte Kaplan die erstaunliche spez. Drehzahl $n_s = 900$ und erhielt gleichzeitig einen ziemlich befriedigenden Wirkungsgrad. Ungünstig wirkte jedoch der Umstand, daß bei Änderung der Wassermenge der Wirkungsgrad unverhältnismäßig abnahm, weil ja dann die nur für eine Beaufschlagung bestimmten Ein- und Austrittswinkel nicht mehr stimmten und große Stoßverluste bedingten.

Kaplan ist es gelungen, auch diesen Übelstand zu beseitigen, indem er den Außenkranz a (Abb. 6) wegließ und die Flügel drehbar anordnete. Bei Änderung der Beaufschlagung können dann die Flügel verstellt werden (Abb. 6). Die mit diesen Ausführungen heute erreichten Wirkungsgrade bewegen sich um 90 v. H., während als Grenze der Schnelläufigkeit wohl $n_s = 1000$ angegeben werden kann. Dieses bedeutet eine Verdoppelung der Drehzahl vor etwa 12 Jahren und eine erhebliche Verbilligung der Anlagekosten und somit auch der Strompreise.

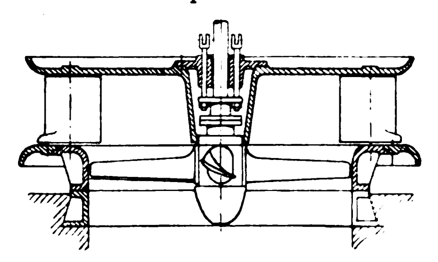


Abb. 6. Kaplan-Turbine ohne Außenring.

Theorie der Radialturbinen.

Für die Turbinen mit geringer Schnelläufigkeit bietet die theoretische Behandlung wegen des zellenartigen Aufbaues der Schaufelräder keine großen Schwierigkeiten. Die von Euler stammende und nach Zeuner benannte Stromfadentheorie setzt im wesentlichen diese Konstruktionen voraus, wobei also alle Wasserteilchen durch das Laufrad dieslbe Ablenkung erfahren. Exakt wäre dies richtig bei unendlich vielen Schaufeln. Für Radialturbinen, als welche hauptsächlich Franzislangsamläufer, Kreiselpumpen und Ventilatoren anzusehen sind, ergeben sich hierdurch sehr übersichtliche und einfache formale Beziehungen. Mit den im Turbinenbau üblichen Bezeichnungen erhält man für die Druckerhöhung durch die Berechnung des Dralls am Ein- und Austritt des Laufrades die sog. Hauptgleichung:

$$H = \frac{1}{g}(u_2\, c_{u2} - u_1\, c_{u1}) \text{ bzw. } = \frac{1}{g} u_2\, c_{u2}$$

wenn der Eintrittsdrall oder bei Turbinen der Austrittsdrall verschwindet.

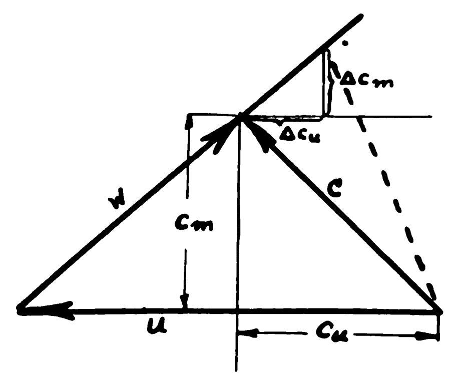


Abb. 7. Geschwindigkeitsdreieck bei unendlich vielen Schaufeln.

Hieraus lassen sich dann bei gegebenem Gefälle die Schaufelwinkel usw. einwandfrei berechnen. Da bei konstanter Umfangsgeschwindigkeit nach dem Geschwindigkeitsdreieck (Abb. 7)



H prop. c_u und die Fördermenge Q prop c_m wächst, erhält man eine lineare Abhängigkeit zwischen H und Q, die als die sog. Charakteristik bezeichnet wird.

Durch die Erhöhung der Schnelläufigkeit mußten nun mit Rücksicht auf die Reibungsverluste die Zellen immer mehr erweitert werden, bis in dem extremen Falle der Kaplanräder mit den wenigen Flügeln überhaupt nicht mehr von einer Zelle gesprochen werden konnte. Die Annahme, daß die Ablenkung der Wasserteilchen mit den Schaufelwinkeln identisch ist, mußte hier natürlich zu großen Abweichungen führen, so daß es notwendig war, sich nach anderen Theorien umzusehen, die mehr auf den individuellen Charakter der Strömungsvorgänge eingehen. Die in der Flugtechnik sich als äußerst fruchtbar erwiesenen exakten Methoden der Hydrodynamik weisen auch hier den Weg und man ist zur Zeit bemüht, auf diese Weise die notwendige Aufklärung zu erlangen. Bei objektiver Betrachtung gewahrt man allerdings die Tatsache, daß die Theorie den neuen Konstruktionen nicht gefolgt ist, was auch daraus hervorgeht, daß alle einschlägigen Turbinenfirmen über eigene Versuchsanstalten verfügen und es nicht wagen, eine Neukonstruktion ohne vorherige Versuche auszuführen.

Für die theoretische Erfassung ist es vorteilhaft, zwei Grenztypen zu unterscheiden, die der Berechnung besonders günstige Anhaltspunkte bieten. Dieses sind die Radialräder und die Achsialräder. Man kommt hier nämlich mit zweidimensionalen Betrachtungen aus, während es sehr schwer sein dürfte, z. B. für Franzisschnelläufer, exakte Ansätze aufzustellen.

Geht man zu endlich vielen Schaufeln über, so erheben sich sofort zwei Kardinalfragen:

1. Welches ist die theoretische Gestalt der Q-H-Linien?
2. Welche Idealleistung erreicht ein Rad mit endlich vielen Schaufeln?

Für Radialräder läßt sich nun exakt nachweisen, daß die Kennlinien linear verlaufen. Betrachten wir eine primitive Konstruktion nach Abb. 8, so kann man die Strömung zusammensetzen aus einer Durchflußströmung, die von einer Quelle im Mittelpunkt herrührt und der sog. Drehströmung. Letztere läßt sich relativ zur einzelnen Schaufel wieder unterteilen in eine reine Potentialströmung, eine Zirkulationsströmung und eine reine Drehströmung $r \cdot \omega$, die einen konstanten Wirbel ω hat.

Rechnet man nun vom Drehpunkt aus eine komplexe Zahl $r \cdot e^{i\varphi} = z$, so läßt sich das Strömungspotential der Quellenströmung in der Form schreiben:

$$X_1 = \frac{Q}{2\pi} \lg f(z),$$

wo $f(z)$ eine von der Schaufelzahl abhängige periodische Funktion ist, die für kleine und große z mit z identisch ist, da dort die Quellenströmung ungestört sein muß.

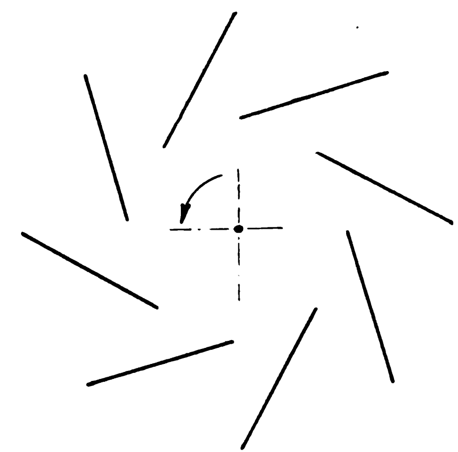


Abb. 8. Radialrad mit geraden Schaufeln.

Der Relativwirbel bedingt die Drehgeschwindigkeit $r \cdot \omega$ und hat die Stromfunktion

$$\psi = \frac{1}{2} r^2 \omega.$$

Die Potentialströmung der reinen Drehbewegung läßt sich in der Form ansetzen:

$$X_2 = U \cdot g(z),$$

wo $g(z)$ die Periode der Schaufelzahl hat und U die Umfangsgeschwindigkeit ist.

Ebenso kann man die Zirkulationsströmung ansetzen:

$$X_3 = \frac{i\Gamma}{2\pi} \lg h(z).$$

$h(z)$ ist für große z mit z identisch und hat für $z = 0$ den Wert 1.

Das gesamte Potential lautet also:

$$X = \frac{Q}{2\pi} \lg f(z) + U \cdot g(z) + \frac{i\Gamma}{2\pi} \lg h(z).$$

Die hier unbekannte Zirkulation Γ bestimmt sich aus der Forderung, daß die Geschwindigkeit an den Schaufelenden endlich ist, indem man so einen glatten Abfluß erhält. Wir müssen also $\frac{dX}{dz}$ in diesem Punkt endlich machen. Erinnert man sich nun, daß funktionentheoretisch sich alle Strömungen gegen Profile ableiten aus den entsprechenden Kreisströmungen in einer ξ-Ebene, so kann man schreiben

$$\frac{dX}{dz} = \frac{dX}{d\xi} \cdot \frac{d\xi}{dz}.$$



$\frac{dX}{d\xi}$ ist aber an der Kreisperipherie überall endlich,

so daß wir obige Forderung erfüllen können durch:

$$\frac{dX}{d\xi} = 0.$$

$$\frac{dX}{d\xi} = \frac{Q}{2\pi}\frac{d\lg f(z)}{d\xi} + U\frac{dg(z)}{d\xi} + \frac{i\Gamma}{2\pi}\frac{d\lg h(z)}{d\xi} = 0.$$

Setzt man in dieser Gleichung für ξ den der Hinterkante des Profiles entsprechenden Punkt ein, so sind die auftretenden Differentialquotienten bestimmte Zahlen. Mit sinngemäßen Einsetzungen ergibt sich:

$$\frac{Q}{2\pi}C_1 - U\cdot r\,C_2 + \frac{\Gamma}{2\pi} = 0,$$

hieraus:

$$\frac{\Gamma}{2\pi} = U\cdot r\cdot C_2 = \frac{Q}{2\pi}C_1.$$

Für die dynamische Betrachtung einer Radialturbine genügt es, sich die Schaufeln durch Einzel-

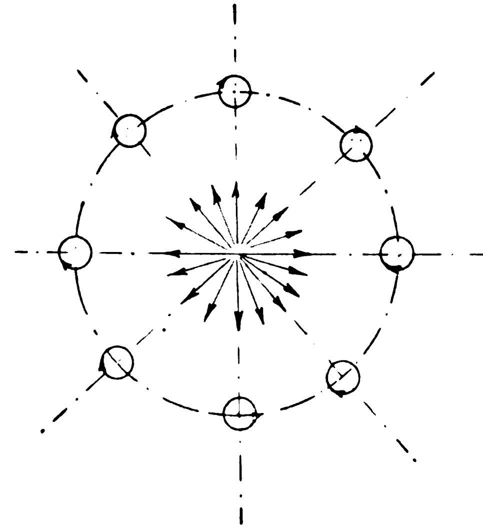


Abb. 9. Radialrad, bestehend aus Einzelwirbeln und einer Quelle.

wirbel von der Zirkulation Γ ersetzt zu denken (Abb. 9). Man erhält eine Umfangskraft

$$P_u = z\cdot\varrho\cdot v_r\cdot\Gamma,$$

wo $v_r = \frac{Q}{2\pi r\gamma}$ ist. Weiter das Moment

$$M = r\cdot P_u.$$

Die Leistung

$$L = U\cdot r\cdot P_u$$

und die Druckerhöhung:

$$H = \frac{L}{Q} = \omega\frac{\Gamma\cdot z}{2\pi g}.$$

Setzt man das vorhin berechnete Γ hier ein, so entsteht:

$$H = \frac{u^2}{g}A_1 - \frac{Q}{2\pi}\omega\cdot A_2,$$

wo A_1 und A_2 Konstanten sind. Man erhält also eine lineare Abhängigkeit der Druckhöhe von der Fördermenge.[7])

Die Behandlung der zweiten Frage wird durch folgende grundlegende Erwägungen in ein bestimmtes Fahrwasser gelenkt. Zeichnet man sich für unendliche Schaufelzahl Kennlinien und Ausflußdreieck auf (Abb. 10), so erhält man die beiden

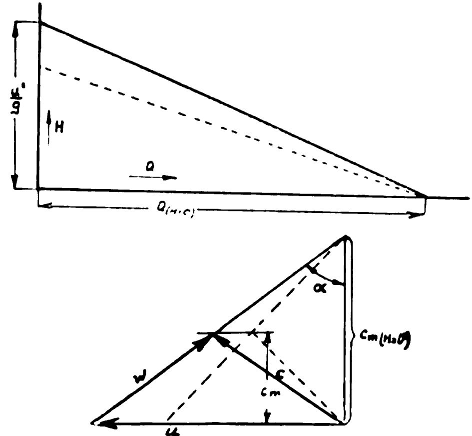


Abb. 10. Kennlinie und Geschwindigkeitsdreieck bei endlich vielen und unendlich vielen Schaufeln.

charakteristischen Punkte $Q = 0$ und $H = 0$. Man erkennt leicht, daß für

$$Q = 0:\; H = \frac{u^2}{g}$$

und für

$$H = 0:\; Q = \frac{2r\pi b\cdot u}{\operatorname{tg}\alpha}$$

ist, wo b die Austrittsbreite ist. Durch eine Grenzwertbetrachtung läßt sich beweisen, daß sich bei endlich vielen Schaufeln mit demselben Austrittswinkel dasselbe Q für $H = 0$ ergibt, wie bei unendlich vielen. Deshalb werden die Q-H-Linien durch denselben Punkt der Q-Achse gehen. Weiterhin ist es klar, daß durch größeren Schaufelabstand die Leistung vermindert wird, so daß die Kennlinie den gestrichelten Verlauf haben muß. Die Minderleistung kann durch das Verhältnis $H/H\infty$ angegeben werden, wo $H\infty$ die Druckhöhe für unendliche Schaufelzahl ist. Ich habe vorgeschlagen, dieses Verhältnis, das nach obigem bei einer Maschine für alle Betriebsverhältnisse konstant ist, den Gütegrad $\varepsilon = \frac{H}{H\infty}$ zu nennen.

[7]) Erstmalig abgeleitet wurde dieser Satz, allerdings nicht in dieser allgemeinen Form, in: Eck, Beitrag zur Turbinentheorie. Werft, Reederei, Hafen 1925, H. 8.

(Schluß folgt.)

Die Messungen des Dampfdruckes von Kohlenstoff.

Von Fritz Born.

Inhalt: Es wird über die nach verschiedenen Methoden ausgeführten Messungen des Kohlenstoffdampfdruckes berichtet. Die Ergebnisse werden verglichen und kritisch besprochen.

Die Literatur über die Verdampfung des Kohlenstoffs ist in letzter Zeit durch wertvolle Beiträge bereichert worden. Eine kritische Zusammenstellung der bisher vorliegenden Arbeiten dürfte daher von allgemeinem Interesse sein.[1]) Im folgenden soll eine zusammenfassende Darstellung über die Versuche zur Bestimmung des Dampfdrucks von Kohlenstoff gegeben werden.[2])

Zur Messung der thermischen Verdampfung kommen im wesentlichen nur zwei Methoden in Betracht: Die Bestimmung des Dampfdrucks und die Messung der Verdampfungsgeschwindigkeit. Die direkte Ermittlung des Dampfdrucks beruht auf der Entdeckung, daß die Temperatur des positiven Kraters der Kohlebogenlampe bei hinreichend starker Belastung ausschließlich von dem Druck des Gases abhängt, in welchem der Bogen brennt. Sie ist dagegen unabhängig von der Stromstärke, der Bogenlänge und der chemischen Beschaffenheit des Gases. Bereits Violle (1) machte die Beobachtung, daß in dem weiten Bereich zwischen 10 und 1200 Amp. die Kratertemperatur die gleiche blieb, und deutete die erreichte Temperatur als die Siedetemperatur der Kohle. In konsequenter Weiterführung der Violleschen Versuche ließen Wilson (2) und später Wilson und Fitzgerald (3) den Lichtbogen in Kohlenwasserstoffen unter höherem Druck brennen und erreichten höhere Temperaturen als unter Atmosphärendruck. Auch Wanner (4), Reich (6), Watts und Mendenhall (7) bestätigten die Beobachtung, daß die Kratertemperatur von der Stromstärke unabhängig ist. Die letztgenannten Verfasser geben als Maximaltemperatur bei Atmosphärendruck 3800° C an. Waidner und Burgeß (5) erhielten jedoch mit steigender Belastung etwas ansteigende Temperaturwerte. Wahrscheinlich haben sie bei ihren Versuchen die notwendige Strombelastung nicht erreicht.

In größerem Umfange wurden die Untersuchungen von Lummer (9) weitergeführt. Den größten Teil seiner Messungen führt Lummer mit seiner selbstregulierenden Bogenlampe aus, die er, um Über- und Unterdrucke erzeugen zu können, in einem abgeschlossenen Gefäß brennen läßt; zur Bestimmung der Temperatur benutzt er die Lummer-Kurlbaumsche Beziehung zwischen der Helligkeit des positiven Kraters und seiner Temperatur T:

$$\frac{H_1}{H_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^x.$$

Während er in seiner ersten Veröffentlichung von 1914 angibt, daß x sich bei steigender Temperatur abnehmend dem Werte 8,5 nähert, stellt er 1918 (10) fest, daß x bei höheren Temperaturen noch weit kleinere Werte annimmt. Bei 4200° ist $x = 6$, bei 8000° $x = 3{,}5$. Daher muß er die zuerst veröffentlichten Temperaturangaben oberhalb des Siedepunktes in dieser Arbeit wesentlich erhöhen. Die Helligkeit wurde mit dem von ihm selbst konstruierten Interferenzphotometer gemessen und zwar das auf einen Gipsschirm geworfene Bild des positiven Kraters photometriert. Um die wahre Temperatur angeben zu können, untersucht Lummer eingehend die Strahlungseigenschaften der Kohle, und findet, daß sie wie ein grauer Körper mit dem Absorptionsvermögen 0,54 strahlt. Besondere Sorgfalt wird auf die Bestimmung der Kratertemperatur unter Atmosphärendruck verwandt. Mit Hilfe der logarithmischen Isochromaten ermittelt Benedix (11) diese Temperatur zu 4200° abs.[3])

Auf der hiermit gewonnenen Grundlage erweitert Lummer die Versuche seiner Vorgänger und verfolgt dabei in erster Linie die Abhängigkeit der Temperatur des positiven Kraters von dem Druck des umgebenden Gases. Die so erhaltene Kurve bezeichnet er als „Temperaturkurve" und identifiziert sie vorsichtigerweise nicht mit der Dampfdruckkurve des Kohlenstoffs.

Eine derartige Deutung wird den Lummerschen Zahlen erst durch Fajans (14) beigelegt. Fajans zeigt, daß die von Lummer bei Unterdrucken erhaltene „Temperaturkurve" sich durch eine Gleichung von der Form:

$$\log p = \frac{a}{T} + b$$

darstellen läßt. Da nun die Thermodynamik für den Dampfdruck p einer Substanz und ihre Temperatur eine Beziehung vorschreibt, die mit der obigen im wesentlichen übereinstimmt[4]), so folgert

[1]) In einer leider etwas unzugänglichen Arbeit von van Liempt (27) wird bereits ein Teil der im vorliegenden Bericht behandelten Arbeiten besprochen.

[2]) Herrn Dr. Richard Becker bin ich für seine Unterstützung und Beratung zu großem Dank verpflichtet.

[3]) Es sei gleich hier erwähnt, daß Henning und Heuse (28) auf Grund neuerer Messungen zu der Vermutung kommen, daß die Strahlung der Kohle fast schwarz ist. Ihre Angabe, daß die schwarze Temperatur des Kraters 3430° C beträgt, steht dann, wie die Verff. selbst bemerken, zu den Benedix-Lummerschen Beobachtungen, die 4200° abs. als wahre Temperatur ergaben, im Widerspruch.

[4]) In der exakten Dampfdruckgleichung, die der Änderung der Verdampfungswärme mit der Temperatur Rechnung trägt, tritt rechts neben einem Korrektionsglied, das die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmen be-

Fajans, daß die Lummersche „Temperaturkurve“ die Dampfdruckkurve des Kohlenstoffs ist. Der Versuch, auch die bei Überdrucken erhaltene Temperaturkurve durch eine entsprechende Gleichung auszudrücken, mißlang. Fajans schließt daraus, daß die Werte keine Dampfdruckwerte sind und erklärt die Unstimmigkeit damit, daß bei den Messungen oberhalb des Siedepunktes salzgetränkte Kohlen verwandt worden sind. Für die Sublimationswärme der Kohle berechnet er aus der Unterdruckkurve bei 4200⁰ abs. 282,5 Cal. Daraus folgt für die Verdampfungswärme bei Zimmertemperatur 285 Cal, für Diamant 287 Cal. Diese Werte sind mit den Temperaturangaben der ersten Lummerschen Veröffentlichung berechnet; die Zahlen der zweiten Lummerschen Arbeit würden etwas kleinere Werte der Verdampfungswärme liefern.

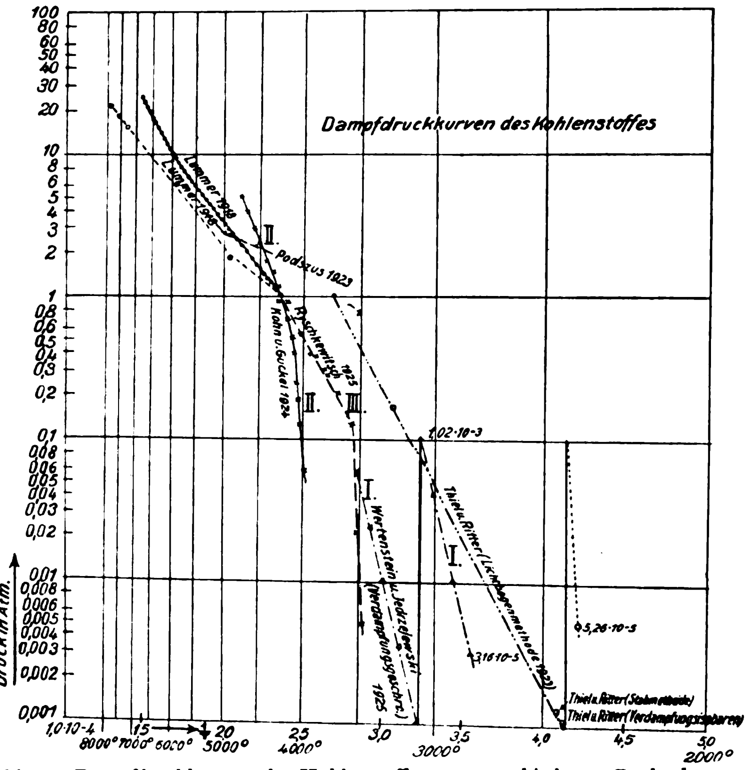


Abb. 1. Dampfdruckkurven des Kohlenstoffs, von verschiedenen Beobachtern nach verschiedenen Methoden gemessen.

Die Fajanssche Deutung der „Temperatur- kurve“ wird von Hildegard Kohn (12) angenommen, die die Lummerschen Messungen an Reinkohle wiederholt. Bei Drucken oberhalb einer Atmosphäre erhält sie Werte, die durch eine lineare Beziehung zwischen $\log p$ und $1/T$ gut darstellbar sind.

Sie berechnet aus ihren Zahlen als Sublimationswärme bei Zimmertemperatur 166,3 Cal.

In Gemeinschaft mit M. Guckel wiederholt H. Kohn (13) diese Versuche mit äußerster Sorgfalt. Ihre Messungen erstrecken sich besonders auf die Bestimmung der Flächenhelligkeit des positiven Kraters in verschiedenen Gasen, bei verschiedenen Stromstärken und mit verschiedenen Kohlesorten. Die Ergebnisse sind kurz folgende: Die Flächenhelligkeit erreicht bei steigenden Stromstärken einen Grenzwert, der nur vom Druck des umgebenden Gases abhängt und in den verschiedenen Gasen Luft, Stickstoff, Argon und Kohlensäure der gleiche ist. Für die Berechnung der Temperatur aus der Flächenhelligkeit leiten sie eine thermodynamisch begründete Beziehung zwischen H und T bzw. zwischen dem Dampfdruck p und H ab, die sie als Grundlagen ihrer Temperaturangaben benutzen. Die Messungen von Kohn und Guckel ergeben eine Dampfdruckkurve, die in Abb. 1 eingezeichnet ist. Als Abszisse ist in diesem Diagramm $1/T$, als Ordinate $\log p$ aufgetragen. Man sieht, daß die geradlinige Beziehung zwischen $\log p$ und $1/T$ im Gebiet von 4600—4100⁰ sehr gut erfüllt ist. Die Verfasserinnen identifizieren den oberen Teil der $\log p$-Kurve daher als Dampfdruckkurve. Unterhalb 4100⁰ abs. fällt die Kurve jedoch plötzlich steil ab, d. h. die Drucke werden bedeutend kleiner als der bis 4000⁰ verlängerten Geraden entsprechen würde. Dieses Umbiegen der Kurve wird von Kohn und Guckel eingehend diskutiert. Von allen Erklärungen erscheint den Verfasserinnen die Annahme einer Änderung des Absorptionsvermögens der Krateroberfläche die wahrscheinlichste. Als Sublimationswärme der Kohle bei Zimmertemperatur ergibt sich jetzt 139,2 Cal.

Auf der Beobachtung der Konstanz der Kratertemperatur beruhen auch die Messungen von Ryschkewitsch (16). Seine Dampfdruckkurve zeigt einen ähnlichen Verlauf wie die Kohn-Guckelsche und hat ebenfalls bei tiefen Drucken den eigentümlichen Knick (vgl. Abb. 1). Man erkennt, daß der geradlinige Teil der Kurve sich dem geradlinigen Teil der Kohn-Guckelschen gut anschließt, daß aber der Knick um 500⁰ nach tieferen Temperaturen verschoben ist.

Zu wesentlich abweichenden Ergebnissen kommen bei Anwendung der gleichen Methoden Thiel

rücksichtigt, noch ein Summand von der Form $c \log T$ auf. Diese Glieder spielen jedoch gegenüber dem Glied a/T keine Rolle, können daher als konstant angesehen werden und sind mit in die Konstante b aufgenommen.



und Ritter (19). Ihre Werte unterscheiden sich von denen von Kohn und Guckel in der Temperatur um 500°. Das Vorhandensein eines Knickes am unteren Ende der Dampfdruckkurve ist jedoch ebenfalls deutlich zu erkennen (vgl. Abb. 1). Bemerkenswert ist, daß die von ihnen gemessenen Kratertemperaturen in Luft und Argon nicht die gleichen sind.

Nach derselben Methode bestimmt Podszus einige Dampfdruckwerte, die von den bisher erwähnten Messungen stark abweichen. Er gibt einige zusammengehörige Werte des Druckes und der Flächenhelligkeit an, die Verff. nach den Lummerschen Angaben (10, S. 135) über den Zusammenhang zwischen diesen Größen und der Kratertemperatur auf Temperaturen umgerechnet hat. Die so erhaltene Kurve findet sich ebenfalls in Abb. 1. Podszus nimmt an, daß die Abweichungen der Dampfdruckwerte von den übrigen Messungen sich im wesentlichen aus der Anwendung erheblich höherer Stromstärken, nicht durch Verwendung verschiedener Kohlen erklären. Es ist aber zu bemerken, das Podszus den Bogen in einem magnetischen Felde brennen ließ, was die Verhältnisse ebenfalls stark geändert haben kann.

Bevor über andere Methoden der Dampfdruckmessung berichtet wird, sollen Grundlagen und Messungsergebnisse der Lichtbogenmethode zusammenfassend gewürdigt werden. Alle bisher erwähnten Versuchsergebnisse beruhen auf der Beobachtung der Konstanz der Kratertemperatur. Diese Unabhängigkeit von der Stromstärke ist beobachtet außer von den bereits oben erwähnten Autoren Violle, Lummer, Kohn und Guckel, Ryschkewitsch, Thiel und Ritter, Wanner, Reich, Wilson und Fitzgerald, Watts und Mendenhall, auch von Le Chatelier (8) und Gehlhoff (24). Im Widerspruch dazu beobachteten Mathiesen (23), Waidner und Burgeß (5) bei höheren Stromstärken noch einen geringen Anstieg der Temperatur des positiven Kraters. Nach den Messungen von Patzelt (25) ist die Temperatur des positiven Kraters bis zur Normalbelastung der Kohlen konstant, steigt dann jedoch langsam an und erreicht bei einer Belastung von 35 Amp. 4335° abs., wenn man die bei Normalbelastung beobachtete Temperatur nach Lummer zu 4200° abs. annimmt. Auch Podszus (21, 22) hält das Vorhandensein einer konstanten Kratertemperatur nicht für erwiesen. Gehlhoff (24) vertritt die Ansicht, daß die von den erstgenannten Autoren gemessenen Temperatursteigerungen wegen ihrer Kleinheit die Versuchsergebnisse und Folgerungen nicht wesentlich beeinflussen können, so daß man das Eintreten einer von der Strombelastung unabhängigen Gleichgewichtstemperatur des positiven Kraters wohl als Tatsache annehmen darf. Es ist nun noch die Frage nach der physikalischen Bedeutung eines solchen Gleichgewichts zu erörtern. Die Möglichkeit, daß ein durch die elektrischen Verhältnisse und den Wärmeumsatz im Bogen bedingtes elektrisches Gleichgewicht vorliegt, wird von Kohn und Guckel (13) recht überzeugend widerlegt. Sie erhalten bei weitgehender Variierung der elektrischen Bedingungen stets gleiche Kratertemperaturen. Für das Vorhandensein eines chemischen Gleichgewichts sprechen sich besonders Thiel und Ritter (19) aus, die in verschiedenen Gasen verschiedene Gleichgewichtstemperaturen beobachten. Im Gegensatz dazu liefern die eingehenden Versuche von Kohn und Guckel, wie schon oben erwähnt, genau die gleichen Temperaturen in Luft, Stickstoff, Argon und Kohlensäure.

Wenn somit auch das Vorhandensein eines chemischen Gleichgewichts stark in Frage steht, so kann nur noch ein thermisches Gleichgewicht in Betracht kommen, d. h. die Kurven müssen Dampfdruckkurven sein. Eine Dampfdruckkurve muß, wie oben ausgeführt, in einem $\log p - \frac{1}{T}$ Diagramm nahezu geradlinig verlaufen. Bei Betrachtung der Abb. 1 fällt sofort auf, daß keine der nach der Lichtbogenmethode gefundenen Kurven in ihrem ganzen Verlauf eine gerade Linie ergibt, vielmehr weichen die Kurven von Kohn und Guckel, Ryschkewitsch und Thiel und Ritter von der Geradlinigkeit ab — allerdings nicht bei übereinstimmenden Temperatur- und Druckwerten — jedoch nach der gleichen Richtung. Zwar fordert die Thermodynamik von der Dampfdruckkurve einer Substanz an ihrem Schmelzpunkt ein Abbiegen. Doch liegt der Knick in den Kurven der Abb. 1 teilweise um einige hundert Grad von der durch neue Messungen (32) gut bekannten Schmelzpunktstemperatur der Kohle entfernt. Nur die Ryschkewitschsche Kurve kommt in ihrem Verlauf diesem Schmelzpunktswert einigermaßen nahe. Im übrigen kann diese Biegung wegen der Kleinheit der Schmelzwärme in der Abb. nicht erkennbar sein. Aus diesen Überlegungen folgt, daß die Kurven jedenfalls nicht in ihrem ganzen Verlauf den Dampfdruck des Kohlenstoffs darstellen können. Ob ein Teil der Kurven als Dampfdruckkurven anzusprechen ist, wird weiter unten erörtert werden.

Es soll nun über die zweite Methode zur Bestimmung des Dampfdrucks einer Substanz, die auf der Messung der Verdampfungsgeschwindigkeit beruht, berichtet werden. Die Verdampfungsgeschwindigkeit wird in der Weise ermittelt, daß ein Kohlefaden bei bekannter Temperatur im Vakuum gebrannt und der Massenverlust des Drahtes nach einer gewissen Zeit entweder durch

direkte Wägung oder durch Messung der Widerstandsänderung des Drahtes bestimmt wird. Bevor auf die nach dieser Methode ausgeführten Untersuchungen näher eingegangen wird, soll zunächst der theoretische Zusammenhang zwischen Dampfdruck und Verdampfungsgeschwindigkeit erörtert werden. Dieser Zusammenhang findet seinen formelmäßigen Ausdruck in folgender Gleichung, die Langmuir (29) abgeleitet hat:

$$m = p \cdot \sqrt{\frac{M}{2\pi R T}} \left[\frac{g}{cm^2/sec.}\right]. \qquad (A)$$

Hierin bedeutet m die in g gemessene, pro cm^2 der Oberfläche und pro sec verdampfende Substanzmenge, p den in dyn/cm^2 ausgedrückten Dampfdruck, M das Molekulargewicht, $R = 8{,}31 \cdot 10^7$ die Gaskonstante und T die absolute Temperatur. Dividiert man m durch die Dichte ϱ des verdampfenden Materials (gemessen in g/cm^3), so erhält man die in cm/sec ausgedrückte Geschwindigkeit, mit welcher der Drahtradius abnimmt.[5]) Für die praktische Anwendung der Gleichung empfiehlt es sich, diese Geschwindigkeit in μ pro 1000 Std. auszudrücken. Zu dem Zweck hat man die in cm/sec gemessene Geschwindigkeit noch mit $10^4 \cdot 1000 \cdot 3600 = 3{,}6 \cdot 10^{10}$ zu multiplizieren. Gibt man außerdem den Dampfdruck in Atmosphären an

$$p\left[\frac{dyn}{cm^2}\right] = 981 \cdot 1000 \cdot P[Atm.],$$

so erhält man

$$\frac{m}{\varrho} = w = P \cdot \frac{1}{\varrho}\sqrt{\frac{M}{2\pi R T}} \cdot 3{,}5 \cdot 10^{16}\left[\frac{\mu}{1000\ Std.}\right]. \qquad (B)$$

Hierin bedeuten:

w = lineare Verdampfungsgeschwindigkeit in μ/1000 Std.,
P = Dampfdruck in Atmosphären,
M = Molekulargewicht des Dampfes,
$R = 8{,}31 \cdot 10^7$ = Gaskonstante,
T = abs. Temperatur,
ϱ = Dichte des Leuchtfadens in g/cm^3.

Bei den beiden Gleichungen (A) und (B) ist auf folgendes hinzuweisen. Der Ableitung von (A) liegt die Annahme zugrunde, daß jedes die Drahtoberfläche treffende Molekül auf ihr haften bleibt und somit jedes vom Draht herkommende Molekül von neuem verdampft ist, d. h. der Akkommodationskoeffizient ist gleich 1 gesetzt. Experimentell nachgeprüft und bestätigt wurde diese Annahme und damit die Gleichung (A) bisher nur an sehr leicht verdampfenden Substanzen, insbesondere an Quecksilber, bei dem sowohl p als auch m gemessen werden können. Inwieweit die Verallgemeinerung berechtigt ist, den Akkomodationskoeffizienten auch bei höher siedenden Substanzen, vor allem bei Kohlenstoff gleich 1 zu setzen, bedarf noch der experimentellen Untersuchung.

Auf diesen theoretischen Überlegungen beruht die Berechnung des Dampfdrucks einer Substanz aus der beobachteten Verdampfungsgeschwindigkeit. In einer sehr kurz gehaltenen Veröffentlichung berichten Wertenstein und Jedrzejewski (18) über ihre Messungen der Verdampfungsgeschwindigkeit des Kohlenstoffs, gewähren aber leider keinen Einblick in ihre Versuchsanordnung. Ihre Ergebnisse teilen sie in Form von Gleichungen mit, aus denen die in Abb. 1 mit I bezeichnete Kurve berechnet wurde. Sie verläuft steiler als die Kurven von Kohn und Guckel (II) und die von Ryschkewitsch (III). Entsprechend erhalten die Verff. für die Verdampfungswärmen den hohen Wert von 216 Cal. Weitere Messungen liegen nach dieser Methode für Kohlenstoff nicht vor.

Die Bestimmung der Verdampfungsgeschwindigkeit hat gegenüber der Dampfdruckmethode den Vorzug, unmittelbar den Materialverlust zu fassen, bietet aber an sich keine Gewähr dafür, daß man wirklich nur die thermische Verdampfung mißt. Es besteht die Möglichkeit, daß durch Zerstäubung oder chemischen Angriff zu hohe Werte der Verdampfung vorgetäuscht werden. Inwieweit die Ergebnisse von Wertenstein und Jedrzejewski durch derartige und ähnliche Fehlerquellen beeinträchtigt sind, läßt sich ohne genauere Kenntnis ihrer Versuchsbedingungen nicht beurteilen.

Es bleibt noch zu berichten über weitere Versuche, die Thiel und Ritter (19) zur Bestimmung des Dampfdrucks von Kohlenstoff ausgeführt haben. Ihre Untersuchungen beruhen auf folgender Überlegung: Wenn man einen Kohlefaden in einer indifferenten Gasatmosphäre von bekanntem Druck brennt, so kann die Verdampfung des Materials erst bei derjenigen Temperatur merklich werden, bei der der Dampfdruck des Kohlenstoffes gleich dem Druck des umgebenden Gases wird. Trägt man also die bei einem bestimmten Gasdruck verdampfende Menge als Funktion der Temperatur auf, so muß bei der betreffenden Temperatur in der erhaltenen Kurve ein Knick auftreten. Auf diese Weise geben die Verfasser zu verschiedenen Drucken (sie benutzen Argon als Füllgas) die zugehörigen Gleichgewichtstemperaturen an. Der Wert, den sie selbst als den sichersten bezeichnen, ist in Blatt 1 eingetragen.

Auf dem gleichen Gedankengang beruht im wesentlichen die von den Verfassern mit „Stabmethode“ bezeichnete Versuchsreihe. An die Stelle des Drahtes tritt bei diesen Versuchen ein

[5]) Ich verdanke diesen Gedankengang Herrn Dr. R. Becker.

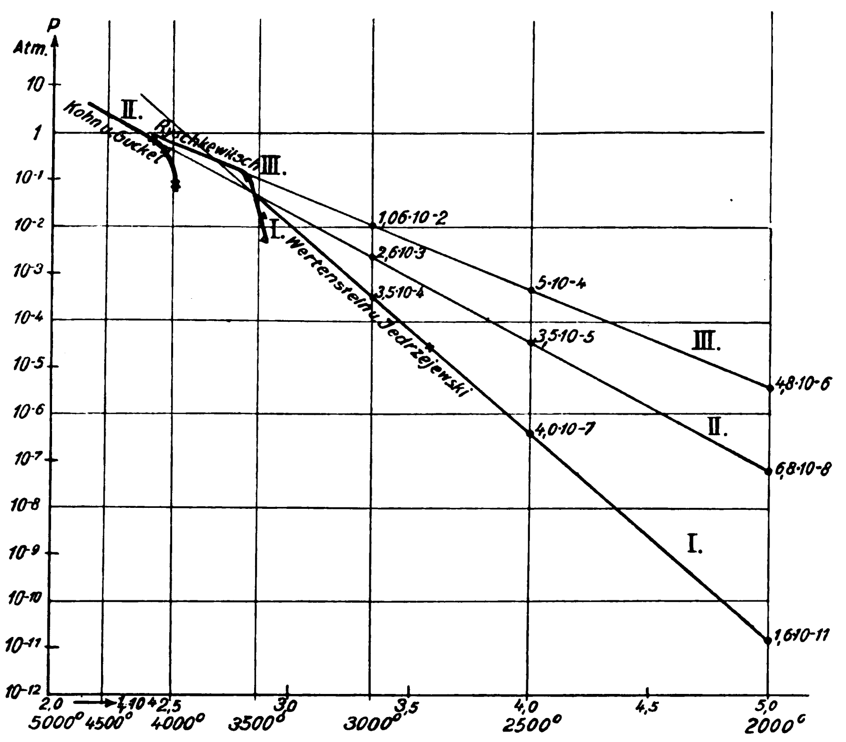


Abb. 2. Extrapolation der Messungen des Dampfdruckes und der Verdampfungsgeschwindigkeit des Kohlenstoffes auf Glühfadentemperaturen.

Kohlestab, der in einer indifferenten Atmosphäre — Argon — bei verschiedenen Drucken elektrisch erhitzt wird. Obwohl die Verfasser bei keiner Versuchsreihe die Gleichgewichtstemperaturen erreichen, geben sie einen Wert an, den sie durch Schätzung gewinnen, und der in Abb. 1 ebenfalls eingetragen ist.

Zu diesen Versuchen von Thiel und Ritter ist zu bemerken, daß die Messungen, die auf an sich einwandfreien physikalischen Überlegungen beruhen, wohl durch erhebliche experimentelle Schwierigkeiten beeinträchtigt sind. Bei der Betrachtung des Diagramms, in dem die Verfasser den Materialverlust als Funktion der Temperatur darstellen, gewinnt man den Eindruck, daß die Streuung der gemessenen Werte die Angabe einer bestimmten Temperatur aus dem Schnittpunkt zweier Geraden nicht gerechtfertigt erscheinen läßt. Die Verfasser äußern sich zu ihren Messungen selbst in folgender Weise:

„Qualitativ ist das Sinken der Gleichgewichtstemperatur bei Druckverminderung und ihr Ansteigen bei Druckerhöhung deutlich genug zu erkennen; aber es wäre ein aussichtsloses Beginnen, wollte man aus der Verlagerung der Isobaren etwa eine quantitative Beziehung zwischen Temperatur und Druck über das ganze hier in Betracht kommende Intervall hin ableiten.“

Vergleicht man die nach diesen beiden Methoden gewonnenen Werte mit den von denselben Autoren nach der Lichtbogenmethode erhaltenen Ergebnissen, so zeigt sich, daß ihre Messungen untereinander in Einklang stehen.

Welche Stellung die Thiel und Ritterschen Beobachtungen zu den bereits referierten Messungen einnehmen, wird aus der folgenden vergleichenden Besprechung aller Dampfdruckbestimmungen hervorgehen.

Betrachtet man die in Abb. 1 zusammengestellten Dampfdruckkurven, so erkennt man, daß die nach der Lichtbogenmethode erhaltenen Dampfdrucke — Lummer, Kohn und Guckel, Ryschkewitsch, Thiel und Ritter, Podszus — in ihrem Verlauf wesentlich voneinander abweichen. Sie unterscheiden sich teilweise um Zehnerpotenzen, die Temperaturen um mehrere hundert Grad. Die Verschiedenheit der Neigungswinkel läßt darauf schließen, daß die aus den einzelnen Kurven berechneten Verdampfungswärmen voneinander abweichen müssen. In der Tat berechnet Ryschkewitsch aus seinen Messungen 92 Cal, Kohn und Guckel 136 Cal, Thiel und Ritter geben unter Vorbehalt 125 Cal an. Für die Beurteilung der Kurven ist es ferner bemerkenswert, daß sie, wie schon erwähnt, sämtlich in ihrem Verlauf einen Knick aufweisen, dessen Erklärung allen Beobachtern erhebliche Schwierigkeiten bereitet. Das plötzliche Abbiegen, das in jeder Kurve bei einer anderen Temperatur eintritt, läßt es nicht zu, die Kurve in ihrem ganzen Verlauf als Dampfdruckkurve zu deuten. Ob ein Teil der Kurve — der obere oder der untere — als Dampfdruckkurve angesehen werden kann, läßt sich vielleicht durch folgende Überlegung entscheiden. Zwischen dem Dampfdruck einer Substanz und der Geschwindigkeit, mit der sie verdampft, besteht, wie bereits oben ausgeführt, ein thermodynamischer Zusammenhang. Extrapoliert man nun die Kurven auf die Temperaturen glühender Kohlefäden (siehe Abb. 2) und berechnet aus der oben mitgeteilten Beziehung (A) die Geschwindigkeit, mit der der Materialabbau erfolgt, so kann man daraus auf die Lebensdauer von Kohlefadenlampen schließen. In Tabelle 1 sind die Werte des Dampfdrucks und der Verdampfungsgeschwin-

Tabelle 1.

Dampfdruck und Verdampfungsgeschwindigkeiten von Kohlenstoff.

T^0 abs.		P Atm.	p abs.	$w \frac{\mu}{1000 \text{ Std.}}$	Brenndauer eines Kohlefadens von 200 μ Durchm.
2000⁰	Kurve I	$1{,}6 \cdot 10^{-11}$	$1{,}38 \cdot 10^{-5}$	0,39	5100 Std.
	Kurve II	$6{,}8 \cdot 10^{-8}$	$6{,}7 \cdot 10^{-2}$	1660	1,2 „
	Kurve III	$4{,}8 \cdot 10^{-6}$	5,4	128000	1 Min.
2500⁰	Kurve I	$4{,}0 \cdot 10^{-7}$	$3{,}5 \cdot 10^{-1}$	8750	0,23 Std.
	Kurve II	$3{,}5 \cdot 10^{-5}$	44	$7{,}64 \cdot 10^{5}$	10 Sek.
	Kurve III	$5{,}0 \cdot 10^{-4}$	560	$1{,}10 \cdot 10^{7}$	0,65 Sek.
3000⁰	Kurve I	$3{,}5 \cdot 10^{-4}$	340	$6{,}98 \cdot 10^{6}$	1 Sek.
	Kurve II	$2{,}6 \cdot 10^{-3}$	2400	$5{,}20 \cdot 10^{7}$	0,14 Sek.
	Kurve III	$1{,}1 \cdot 10^{-2}$	10400	$2{,}11 \cdot 10^{8}$	$3{,}4 \cdot 10^{-2}$ Sek.

I = Extrapolation der Kurve von Wertenstein und Jedrzejewski (Verdampfungsgeschwindigkeit),
II = Extrapolation der Kurve von Kohn und Guckel (Lichtbogenmethode),
III = Extrapolation der Kurve von Ryschkewitsch (Lichtbogenmethode).

digkeit angeführt, die man erhält, wenn man den oberen Teil der Kurven von Kohn und Guckel (II) und von Ryschkewitsch (III) auf die Temperaturen 2000⁰, 2500⁰ und 3000⁰ abs. extrapoliert. Die den verschiedenen Verdampfungsgeschwindigkeiten entsprechenden Lebensdauern (letzte Spalte) sind unter der erfahrungsgemäß zutreffenden Annahme berechnet worden, daß ein Kohlefaden von 200 μ Durchm. durchbrennt, wenn sein Durchm. sich um 2 % verringert hat. Die so berechneten Lebensdauern stehen mit den Beobachtungen nicht in Einklang, sie sind um mehrere Größenordnungen kürzer als die tatsächlichen Lebensdauern von Kohlefadenlampen. Die wirklich beobachtete Verdampfungsgeschwindigkeit ist mithin gegenüber der unter der Annahme „Akkommodationskoeffizient = 1" thermodynamisch geforderten ganz bedeutend verzögert, als ob ein Hemmnis für die Verdampfung vorhanden wäre.[6]) Man kann also den oberen Teil der Kurven nicht als Dampfdruckkurven ansehen oder muß den Wert des Akkommodationskoeffizienten, der bei der Ableitung der Formel (A) zu 1 angesetzt ist, bei höheren Temperaturen beträchtlich kleiner annehmen. Wenn man die nach beiden Methoden durchgeführten Messungen thermodynamisch in Übereinstimmung bringen will, muß man den Akkommodationskoeffizienten bei 2000⁰ abs. etwa zu $2{,}4 \cdot 10^{-4}$ setzen. Man erhält diesen Wert durch Vergleich der Kurve II mit der ebenfalls in Abb. 2 durchgeführten Extrapolation der Messungen von Wertenstein und Jedrzejewski (Kurve 1). Zu noch kleineren Akkommodationskoeffizienten kommt man, wenn man die Kurven I und III in Einklang bringen will. Andererseits bedeutet die Tatsache, daß die Kurven sich in der Gegend von 4000⁰ stark nähern, nichts Anderes, als daß der Akkommodationskoeffizient bei dieser Temperatur gleich 1 zu setzen ist, in Übereinstimmung mit der Langmuirschen Voraussetzung. Zwischen 2000⁰ und 4000⁰ müßte also der Akkommodationskoeffizient alle Werte zwischen 10^{-4} und 1 annehmen. Wenn nun der Akkommodationskoeffizient von Kohle gemäß den oben genannten Messungen an Quecksilber bei Zimmertemperatur gleich 1 wäre, so müßte er einen ganz unwahrscheinlichen Verlauf haben.

Die Annahme, daß der Akkommodationskoeffizient eine Funktion der Temperatur ist, führt somit zu der Folgerung, daß die Natur der oberen Teile der Kurven als Dampfdruckkurven gänzlich in Frage gestellt wird. Um eine solche Deutung der Kurven aufrecht zu erhalten, bliebe nun noch die Annahme, daß der Akkommodationskoeffizient eine Funktion des Dampfdrucks ist, d. h. daß der Akkommodationskoeffizient zweier Substanzen gleich wird, wenn ihre Dampfdrucke gleich sind. Diese Annahme müßte natürlich noch eine experimentelle Begründung finden.

Können nun etwa die unteren Teile der Gleichgewichtskurven als Dampfdruckkurven angesehen werden? Die in gleicher Weise wie oben durchgeführte Extrapolation auf Lampentemperaturen gibt mit Hilfe der Langmuirschen Formel (A) Lebensdauern von der Größenordnung 10^{11} Jahre. Der Versuch, diesen krassen Widerspruch mit der Erfahrung durch Annahme passender Akkommodationskoeffizienten zu erklären, dürfte wohl zu gewagt sein, besonders da von den Beobachtern für den Knick in den Kurven anderweitige Erklärungen vorgeschlagen werden.

Die Berechnung der Verdampfungsgeschwindigkeiten aus den Dampfdruckmessungen führt also zu keinem befriedigenden Ergebnis.

[6]) Gasgegendruck kommt als Hemmnis nicht in Frage, da die mit den Erfahrungen in Einklang stehenden Messungen von Wertenstein und Jedrzejewski im Hochvakuum ausgeführt worden sind.

Berechnet man dagegen aus den von Wertenstein und Jedrzejewski beobachteten Verdampfungsgeschwindigkeiten die Lebensdauer von Kohlefäden, so erhält man Werte, die sich mit der Erfahrung gut decken. Eine derartige Übereinstimmung ist allerdings zu erwarten, da diese Messungen im Grunde sorgfältige Brenndauerversuche mit Kohlefäden darstellen. Die Frage, ob der dabei beobachtete Materialverlust wirklich die physikalisch unvermeidbare thermische Verdampfung anzeigt, ist auf diesem Wege nicht zu entscheiden und bleibt daher vorläufig vollkommen offen.

Versucht man nun aber durch geradlinige Extrapolation nach höheren Temperaturen die Messungen der Verdampfungsgeschwindigkeiten mit den Dampfdruckmessungen zu vergleichen, so zeigt sich, daß die extrapolierte Kurve die Dampfdruckkurven nicht allzuweit vom Siedepunkte schneidet. Das bedeutet, daß in der Nähe des Siedepunktes die Kurven, wie schon oben angedeutet, thermodynamisch übereinstimmen.

Es sind also bei der geschilderten Sachlage nur zwei Annahmen folgerichtig durchführbar:

1. Die aus der Lichtbogenmethode erhaltenen Gleichgewichtskurven sind Dampfdruckkurven. Dann muß man, um zu den beobachteten Verdampfungsgeschwindigkeiten zu kommen, annehmen, daß der Akkommodationskoeffizient bei 4000° gleich 1 sein, bei tieferen Temperaturen aber mit abnehmendem Dampfdruck bedeutend kleinere Werte annehmen muß.
2. Die unter der Annahme, daß der Akkommodationskoeffizient im ganzen Temperaturgebiet gleich 1 ist, aus den Messungen der Verdampfungsgeschwindigkeit gewonnenen Werte sind Dampfdrucke. Dann können die aus der Lichtbogenmethode erhaltenen Werte keine Dampfdruckwerte sein.

Um zwischen diesen beiden Möglichkeiten eine Entscheidung treffen zu können, wird eine Wiederholung der Messungen nach beiden Methoden an ganz reinem Graphitmaterial, wie es nach der Methode Pirani-Fehse (31) hergestellt werden kann, notwendig sein.

Die Anregung zu vorstehender Arbeit verdanke ich Herrn Dr. F. Skaupy.

Literatur.

A. Arbeiten vor Lummer.

1) I. Violle, C. R. **94** (1882), 28; **115** (1892), 1273; **119** (1894), 949; **120** (1895), 868; The Electrician 1892, S. 460; 1894, S. 238.
Die Kratertemperatur wird als unabhängig von der Stromstärke nachgewiesen und als Siedetemperatur gedeutet.

2) W. B. Wilson, Proc. Roy. Soc. **58**, **174** (1895).

3) W. B. Wilson und G. F. Fitzgerald, Proc. Roy. Soc. **60** (1897), 377.
Konsequente Weiterführung der Violleschen Versuche bei höherem Druck. Temperaturerhöhung bei Druckzunahme festgestellt.

4) Wanner, Ann. d. Physik **2** (1900), 141.
Grenztemperatur bei Steigerung der Stromstärke festgestellt.

5) C. W. Waidner und G. R. Burgeß, Phys. Rev. **19** (1904), 241.
Etwas ansteigende Temperaturwerte mit steigender Belastung.

6) M. Reich, Phys. Zeitschr. **7** (1906), 73.
Unabhängigkeit der Temperatur von Stromstärke und Bogenlänge.

7) O. P. Watts und C. E. Mendenhall, Ann. d. Phys. **35** (1911), 783.
Maximaltemperatur in Luft bei 1 Atm. $T_W = 3800^0$ C.

8) Le Chatelier, Vom Kohlenstoff. Deutsch von H. Barschall. Halle 1913. Hauptsächlich Schmelzversuche. Einige Angaben über Siedetemperatur.

B. Arbeiten des Lummerschen Instituts.

9. O. Lummer, Verflüssigung der Kohle und Herstellung der Sonnentemperatur. Braunschweig 1914.
Konstanz der Flächenhelligkeit bei gegebenem Druck. Abhängigkeit der Flächenhelligkeit vom Druck des umgebenden Gases gemessen. Beziehung zwischen Flächenhelligkeit und Temperatur.

10) O. Lummer, Grundlagen, Ziele und Grenzen der Leuchttechnik. München 1918.
Verbesserung der Beziehung zwischen Flächenhelligkeit und Temperatur.

11) E. Benedict, Ann. d. Phys. **47** (1915), 641.
Temperaturbestimmung des positiven Kraters der Bogenlampe mit Hilfe der schwarzen logarithmischen Isochromaten: 4200° abs., bei Atmosphärendruck.

12) H. Kohn, Zeitschr. f. Phys. **3** (1920), 143.
Wiederholung der Lummerschen Messungen. Deutung der Temperaturkurve als Dampfdruckkurve im ganzen Druckgebiet in Anlehnung an Fajans (s. Nr. 14).

13) H. Kohn und M. Guckel, Naturw. **12** (1924), 139. Vorläufige Mitteilung. Zeitschr. f. Phys. **27** (1924), 305.
Sehr sorgfältige Wiederholung und Erweiterung der Lummerschen Versuche. Geradliniger Verlauf bei höheren Drucken (log P—T = Diagramm), starke Abweichung von den Geraden bei niedrigen Drucken.

C. Arbeiten von Fajans und Ryschkewisch.

14) R. Fajans, Zeitschr. f. Phys. **1** (1920), 101; **53** (1920), 643.
Deutung der Lummerschen Unterdruckkurve als Dampfdruckkurve.

15) R. Fajans und E. Ryschkewitsch, Naturwiss. **12** (1924), 304.
Vorläufige Mitteilung.

16) E. Ryschkewisch. Zeitschr. f. Elektrochem. **31** (1925), 54. Berichtigung **31** (1925), 160.
Dampfdruckmessungen nach der Lichtbogenmethode im Gebiet 0,005—1,5 Atm. Im oberen Teil Anschluß an Kohn-Guckel, bei tieferen Drucken starker Knick.

17) R. Fajans. Zeitschr. f. Elektrochem. **31** (1925), 63.
Besprechung der Ryschkewitschschen Messungen und Beobachtungen. Berechnung der Verdampfungswärme des Kohlenstoffs.

D. Direkte Messung der Verdampfungsgeschwindigkeit.

18) Wertenstein und Jedrzejewski, C. R. **177** (1923), 316.
Verdampfungsgeschwindigkeit aus der Menge verdampfter Drahtmasse bestimmt. Formel für 3500—2800° angegeben. Unterhalb 2800° stört Zerstäubung.

E. Sonstige Arbeiten.

19) A. Thiel und F. Ritter. Zeitschr. f. anorg. Chem. **132** (1923), 125.

Drei Methoden: Verdampfungsisobaren (Verdampfungsgeschwindigkeitskurve hat einen Knick, wo Dampfdruck = Gasdruck ist). Stabmethode. Lichtbogenmethode. In Luft und Argon verschiedene Temperaturwerte. Kurve auch sonst stark abweichend von Kohn und Guckel und Ryschkewitsch.

20) Van Laar. Rec. Trav. chim. **30** (1920), 647; C. R. **178** (1924), 78.

Theoretische Überlegungen über Schmelz- und Verdampfungskurve.

21) O. Podszus. Verh. d. dtsch. Phys. Ges. **21** (1919), 284.

Nimmt kein thermisches Gleichgewicht an.

22) O. Podszus. Zeitschr. f. Phys. **19** (1923), 20.

Angabe einiger Dampfdruckwerte nach der Lichtbogenmethode, die jedoch von anderen Messungen stark abweichen.

23) W. Mathiesen, Untersuchungen über den elektr. Lichtbogen, Leipzig 1921. Mit der Stromstärke in geringem Grade steigende Temperaturwerte.

24) G. Gehlhoff. Zeitschr. f. techn. Phys. **1** (1920), 7 und **4** (1923), 138.

Keine Abhängigkeit der Temperatur von der Belastung.

25) F. Patzelt. Zeitschr. f. techn. Phys. **4** (1923), 66.

Bei höherer Strombelastung wird eine Kratertemperatur von 4335° abs. beobachtet.

26) I. A. M. van Liempt. Naturwiss. **12** (1924), 578.

27) I. A. M. van Liempt. Chem. Weekblad **21** (1924), Nr. 45.

Übersicht über eine Reihe bisher erschienener Arbeiten über das Schmelzen und die Verdampfung des Kohlenstoffs.

28) F. Henning und W. Heuse. Zeitschr. f. Phys. **32** (1925), 799.

Die angegebene Kratertemperatur unter Normalbedingungen ist mit den Lummerschen Messungen nicht zu vereinigen.

29) I. Langmuir. Phys. Rev., N. S, **2** (1913), 329.

30) I. Langmuir und G. M. J. Mackay. Phys. Rev., N. S., **4** (1914), 377.

31) M. Pirani und W. Fehse. Zeitschr. f. Elektrochemie **29** (1923), 168.

32) H. Alterthum, W. Fehse und M. Pirani, Zeitschr. f. Elektrochem. **31** (1925), 313.

(Eingegangen am 12. September 1925.)

Originalmitteilungen.

Prüfung, Leistung und Eigenschaften optischer Beugungsgitter und Wege zu deren Verbesserung.[1])

(Mitteilung aus dem Laboratorium für technische Physik an der Universität Würzburg.)

Von L. C. Glaser, Würzburg.

(Hierzu Tafel I bis IX.)

Einleitung.

Die ersten Gitter hat der Münchener Optiker Fraunhofer hergestellt, indem er eine große Anzahl dicker Fäden parallel und gleichmäßig auf einen Rahmen in die Gänge einer Schraube spannte. Er hat alsdann mit Hilfe einer besonderen Teilmaschine Gitter mit Diamant auf Glas geteilt oder, wie es in seiner Abhandlung heißt, „radiert". Fraunhofer hat viele Einzelheiten über die Herstellung von Gittern und die Eigenschaften derselben gekannt, wie dies aus seinen ausführlichen Abhandlungen[2]) hervorgeht.

Nach Fraunhofer hat sich Schwerd in Mannheim, dem die Wissenschaft ausgezeichnete Untersuchungen über Beugungserscheinungen verdankt, mit der Teilung von Gittern und zwar in Ruß beschäftigt.

Weiterhin hat sich mit der Gitterteilung der Mechaniker F. A. Nobert[3]) beschäftigt. Diese haben lange Zeit zur Messung der absoluten Wellenlänge des Lichts gedient. Ursprünglich hat Nobert Teilungen hergestellt, die zur Prüfung der Leistung von Mikroskopobjektiven dienten und sehr verbreitet waren. F. A. Nobert lebte in Barth in Pommern und hat über seine Teilmaschine Näheres nie veröffentlicht. Dagegen teilte Schroeder mit, daß er sich des gelben brasilianischen Diamantes, der sich unschwer spalten ließe, bediente und mit Schnittflächen, die unter 90° oder nach Quincke etwa 95° gegen die natürlichen Flächen geneigt waren und so Schneiden von 1 mm Länge bildeten, mit deren Ende er dann teilte. Nobert bereits bemerkte als wichtiges Ergebnis seiner Arbeit, daß der Diamant nur schneiden, nicht drücken dürfe, sonst pflegen die Kanten der Furchen auch manchmal nach dem Teilen auszuspringen. Der Druck, mit dem der Diamant auf der zu teilenden Glasfläche aufliegt, muß entsprechend dem Furchenabstand geregelt sein und betrug bei Nobert bei 80 Linien auf den Millimeter 40 g und bei 400 Linien 20 g. Die Teilzeit pro Linie betrug bei Nobert 7 bis 11 Sekunden. Seine Maschine war durch ein Uhrwerk an-

[1]) Vortrag, gehalten am 13. Februar 1920 in Berlin, vor der Gesellschaft für technische Physik. — Auszug aus der im Jahre 1921 vorgelegten Würzburger Habilitationsschrift.

[2]) J. v. Fraunhofer, Ges. Werke. herausgegeben von E. v. Lommel.

[3]) F. A. Nobert, Über Prüfung und Vollkommenheit unserer jetzigen Mikroskope, Pogg. Ann. **67** (1846), 173 bis 185. — Über eine Glasplatte mit Teilung zur Bestimmung der Wellenlängen und relativen Geschwindigkeit des Lichts in der Luft und im Glase, Pogg. Ann. **85** (1852), 70—83, 83—92.



getrieben. Die Teilung von Nobert, soweit sie für mikroskopische Prüfungszwecke diente, enthält Teilungen von 100 bis 10000 Strichen auf die Pariser Linie, ein Maß, in dem Fraunhofer wie Nobert ihre gesamten Teilungen angaben. Nobert teilte bis 112000 Linien auf den Zoll. Dr. J. J. Woodward vom Army Medical Museum Washington photographierte die Nobertsche Testplatte.[4]) H. Schellen gibt an, daß Nobert bis zu 4000 Furchen auf den Millimeter hergestellt hat. (Spektralanalyse 3. Auflage, Braunschweig bei Westermann 1888, Band 1, Seite 206.) Nobert starb im Jahre 1881. Ein großer Erfolg in der Gitterteilung war es, daß der amerikanische Rechtsanwalt L. M. Rutherfurd zusammen mit seinem Mechaniker D. C. Chapman Gitter auf Spiegelmetall teilte. Die Intensität der mit diesen Gittern erhaltenen Spektren war wesentlich größer. Die Gitter waren nicht ganz fehlerfrei. Mit einem solchen Gitter hat Kurlbaum die absolute Wellenlänge der D-Linie bestimmt. Alsdann hat sich William A. Rogers[5]) auf dem Observatorium des Havard College eingehend mit genauen Teilungen, mit Fehlern von Schrauben und dem Bau einer Teilmaschine beschäftigt und ist zu so bemerkenswerten Ergebnissen gelangt, daß selbst Rowland mitteilt, daß er ihm für den Erfolg seiner eigenen Arbeit sehr viel verdanke. Rogers hat fernerhin ein großes Verdienst um das Zustandekommen der besten absoluten Wellenlängenbestimmungen des Lichts durch Bell, indem er es diesem ermöglichte, die Gitter mit einem Normalmeter zu vergleichen. Rogers hat sich auch viel mit mikroskopischen Untersuchungen von Teilungen beschäftigt. Er wählte aber im allgemeinen viel zu geringe lineare Vergrößerungen und ein viel zu kleines Auflösungsvermögen, um in wirksamer Weise Einzelheiten der Gitterteilung, die im Bereich der Größenordnung von Lichtwellen liegen, erkennen zu können.

Ferner berichtet Mallock[6]) über eine Teilmaschine, die angeblich viel feinere Teilungen zu 100000 Linien auf den Zoll zu teilen in der Lage wäre. Gitter, die mit dieser Maschine geteilt worden sind, scheinen in der Öffentlichkeit nicht bekannt geworden zu sein. Den wesentlichsten und hervorragendsten Fortschritt in der Gitterteilung hat der Amerikaner H. A. Rowland gemacht. Es darf jedoch nicht vergessen werden, eines deutschen Mechanikers Erwähnung zu tun, nämlich des Mechanikers Wanschaff, der sich in Berlin eine Gitterteilmaschine gebaut hatte und mit dieser vornehmlich genaue Maßstäbe, jedoch aber auch Gitter teilte. Veranlaßt wurde Wanschaff, wie ich dies aus einer freundlichen Mitteilung des verstorbenen Geheimrat Prof. Dr. Grunmach, Mitglied der Normaleichungskommission, entnehme, durch diesen, der den durch seine Kreisteilung so hochberühmten Mechaniker Wanschaff aufforderte, das Problem der Gitterteilung aufzunehmen. Er hatte ein besonderes sorgfältiges Verfahren ausgearbeitet, um die Fehler der Schraube, die er genau untersucht hatte, auszugleichen. Die ungünstige Lage der Werkstatt am Elisabeth-Ufer in Berlin bewirkte es, daß die Wanschaffschen Arbeiten nicht ausgedehnt und fortgesetzt wurden. Nicht zuletzt spielte der Umstand mit, daß Rowland zu etwa der gleichen Zeit mit seinen großen Erfolgen der Gitterteilung an die Öffentlichkeit trat, eine Rolle, daß Wanschaff, entmutigt durch die großen Erfolge des amerikanischen Gelehrten, es aufgab, die Gitterteilung weiter fortzusetzen. Seinen Sohn habe ich gebeten, die Gitterteilung wieder aufzunehmen. Es ist meines Wissens inzwischen mit Erfolg geschehen.

Rowland hat das besondere Verdienst, ein neues Verfahren, Schraubenfehler durch Schleifen auszugleichen, angegeben zu haben und einen wesentlichen Teil der Gitterteilmaschine so verbessert zu haben, daß dadurch außerordentlich hervorragende Ergebnisse erzielt wurden. Rowland beschränkte sich nicht nur auf die Verbesserung der Teilmaschine, sondern zeigte, daß es möglich sei, durch Teilen von Hohlspiegeln Gitter zu erzeugen, wodurch dann das Spaltfernrohrobjektiv, sowie das Beobachtungs- oder Kamerafernrohrobjektiv fehlen konnte und das Spektroskop lediglich aus einem Spalt, dem Hohlgitter und einer auf der dem Krümmungsradius des Hohlgitters angeordneten photographischen Platte oder einem photographischen Film bestand.

Im Jahre 1896 hat dann Prof. F. L. O. Wadsworth auf die Notwendigkeit der Vergrößerung der geteilten Fläche eines Gitters hingewiesen. Die breitesten Rowlandschen Gitter haben eine Breite von etwa $6^1/_2$ Zoll (= etwa 15 cm).

Wadsworth hielt es jedoch für außerordentlich wünschenswert, breitere Gitter zur Erhöhung des Auflösungsvermögens zu erhalten. Er hatte im Jahre 1896 bereits begonnen, die Gitterteilmaschine zu entwerfen. Die Fertigstellung derselben wurde jedoch durch den Neubau des Observatoriums und Laboratoriums verzögert.

Rowland starb am 16. April 1901, nachdem er drei Gitterteilmaschinen hatte bauen lassen.

1899 wurde von Prof. A. A. Michelson und Prof. Stratton an der Universität Chicago mit dem Bau einer neuen Gitterteilmaschine begonnen, die auch für die Herstellung breiterer Gitter bis zu 40 cm vorgesehen war. Die Arbeit daran

---

[4]) J. J. Woodward, Journ. Roy. Micr. Soc. 1881 II. Vol. I, Teil I, S. 364.

[5]) W. A. Rogers, On the first results from a new diffraction ruling engine. Am. Journ. **19** (1880), 54.

[6]) Die Teilmaschine Mallocks weist in baulicher Beziehung sehr interessante und bemerkenswerte Fortschritte auf.

wurde jedoch durch den Fortgang von Prof. Stratton als Direktor des Bureau of Standards verzögert. Jewell, der langjährige Assistent von Prof. Rowland, hatte etwa um das Jahr 1903 nach Mitteilung von Prof. Wadsworth eine der Rowlandschen Gitterteilmaschinen umgebaut, um 25 cm breite Gitter zu teilen.

Zu etwa der gleichen Zeit befaßte sich in England Lord Blythswood mit dem Bau einer Gitterteilmaschine. Gitter dieser Maschine sind in England in Benutzung gekommen. Die Teilmaschine ist nach dem Tode von Lord Blythswood im National Physical Laboratory in Teddington aufgestellt worden und ist in dem Berichte der Englischen Physikalisch-Technischen Reichsanstalt genau beschrieben worden.

Prof. J. A. Anderson hat als Nachfolger von Rowland und Jewell sich große Verdienste um die Herstellung von Gittern erworben. Es werden auf den Rowlandschen Maschinen, sowie auf neugebauten Maschinen in der John Hopkins Universität zu Baltimore regelmäßig wieder Gitter hergestellt, die verhältnismäßig leicht erhältlich und bereits ziemlich verbreitet sind. Anderson hat neuerdings auch auf der Sonnenwarte des Mount Wilson, dieser unübertrefflich eingerichteten amerikanischen Sternwarte, eine eigene Gitterteilmaschine mit Hilfe des Mechanikers Jacomini fertiggestellt.[7]) Nach dem Jahresbericht von Hale für das Jahr 1918 ist die Arbeit an dieser Gitterteilmaschine bereits so weit fortgeschritten, daß diese Maschine in Betrieb genommen worden ist. Zur Untersuchung von periodischen Fehlern wird nach Hales Mitteilung eine größere Anzahl 4 Zollgitter geteilt, die, wie er mitteilt, zum Teil schon brauchbare optische Hilfsmittel darstellen werden.

Auch Prof. A. A. Michelson hat erhebliche Fortschritte in der Herstellung von Gittern erreicht. A. A. Michelson zeigte bereits gelegentlich seines Nobelvortrages 1907 ein Gitter mit einer geteilten Fläche von 21×11 cm ($9 \times 4{,}5''$) mit 110000 Linien und einer nahezu vollkommen zweiten Ordnung. Während nach seiner Mitteilung die größten Gitter, die auf den verbesserten Rowlandschen Teilmaschinen hergestellt werden können, ein Auflösungsvermögen von 400000 besitzen, ein Auflösungsvermögen, das von Wadsworth seinerzeit als sehr erwünscht bezeichnet worden ist, hat Michelson mit seiner neuen Gitterteilmaschine bereits Gitter mit einem Auflösungsvermögen von über 660000 hergestellt. Die mir bekannten Michelsonschen Gitter enthalten jedoch eine große Anzahl Geister. Sie mögen in der letzten Zeit, nachdem die Verbindung mit Amerika aufgehört hat, verbessert worden sein. Neuerdings soll Michelson sogar eine Maschine zum Teilen von 50 cm breiten Gittern in Angriff genommen haben. Ob jedoch damit die Grenze des auch nach theoretischer Begründung von Nagaoka[8]) zu erreichenden Auflösungsvermögen überschritten wird, muß dahingestellt bleiben.

Zweck der vorliegenden Arbeit.

Nach diesen einleitenden geschichtlichen Bemerkungen ist es von Wichtigkeit, die Wege festzustellen, auf denen eine Verbesserung der optischen Beugungsgitter möglich erscheint.

Die bisherigen Verbesserungen des von Fraunhofer angegebenen so wirkungsvollen optischen Instrumentes sind in einer Hinsicht vervollkommnet worden, die lediglich die mechanischen Teile betreffen. Man hat große Anforderungen an das optische Bild gestellt, und es sind eine große Anzahl von Methoden ausgearbeitet worden, wie späterhin ausgeführt werden wird, die zur Prüfung von Gittern in dieser Beziehung brauchbar sind. Man hat die Einzelteile der Maschine, vor allen Dingen die Schraube, die Teilscheibe oder das zum Antrieb des teilenden Diamantes dienende Schneckenrad mit aller erdenklicher Genauigkeit hergestellt. Man hat jedoch nicht die vollen Erfahrungen und Erfolge, die man in der Vervollkommnung der Mikroskopobjektive, erreicht hat, noch die Erfahrungen der Metallindustrie und ihre wissenschaftlichen Hilfsmittel zur Anwenduug gebracht.

Es erschien mir daher wichtig zu sein, mit starker Vergrößerung und größten Auflösungsvermögen vorhandene Gitter, möglichst solche, deren optische Eigenschaften bekannt waren, zu untersuchen und ihre Fehler festzustellen, ferner auf Grund dieser Ergebnisse Versuche zur Verbesserung des Metalles oder des zu teilenden Körpers zu unternehmen und die Teilmaschine mit einem Mikroskop auszustatten, das es ermöglicht, während des Teilens ständig den Vorgang des Teilens zu überwachen.

Anlaß zu dieser Arbeit.

Der Verfasser hatte sich als wissenschaftliche Aufgabe die Erforschung die Untersuchung der Feinstruktur der Bandenspektra gestellt und diese im Laboratorium von A. Fowler in London am Imperial College of Science and Technology 1910 begonnen. Er sah jedoch bald ein, daß bei der damaligen und auch heutigen Beschaffenheit der Beugungsgitterspektrographen eine Grenze gesetzt

[7]) Die ersten Angaben hierüber verdankt der Verfasser einem Hinweis von Dr. Rukop und vor allem Professor Dr. P. P. Koch, Hamburg.

[8]) Nagaoka, On Terms of Correction in using a Concave Grating with large ruled space. Proc. Tokyo. Math. Phys. Soc. 2nd. ser. Bd. 8, Nr. 18. Sept. 1916, 513—519.



war. In gemeinsamer Arbeit mit E. Gehrcke wurden daher andere Wege, nämlich die Verwendung der planparallelen Glasplatte von Lummer-Gehrcke eingeschlagen und deren Kreuzung mit Beugungsgittern erfolgreich versucht. Das Gitterproblem blieb trotzdem gerade in Deutschland brennend, da von außerhalb kaum Gitter erhältlich waren und der Gitterspektrograph mäßiger Abmessungen gerade für die technische Spektralanalyse von hervorragender Bedeutung ist, wie dies der Verfasser an anderer Stelle ausgeführt hat.[8a])

Diese Erwägungen führten zu vorliegender Arbeit.

Bereits im Jahre 1917 kam der Verfasser dieser Arbeit in den Besitz einer sehr vollständigen Mikroskopeinrichtung mit allem Zubehör für Arbeiten schwierigster Art und bald darauf in den Besitz eines kleinen Rowlandgitters. Somit waren die günstigsten Vorbedingungen für Versuche dieser Art gegeben.

Unter Einhaltung aller später geschilderten Vorsichtsmaßregeln gelang es, Ende des Jahres 1918 die ersten brauchbaren Aufnahmen von dem kleinen Rowlandschen Beugungsgitter zu erhalten. Durch die überraschenden Ergebnisse dieser ersten Aufnahme wurde der Verfasser veranlaßt, eine Reihe ihm in optischer Beziehung bekannter und zur Verfügung stehender Gitter einer näheren Prüfung zu unterziehen. Anregungen, die Ergebnisse dieser Arbeit für die Vervollkommnung neuer Gitter dienstbar zu machen, war ein Weg, der zu erheblichen Fortschritten in der Gitterteilung führt. Die bisherigen Ergebnisse lassen erkennen, daß die in der vorliegenden Arbeit vorgeschlagenen Verbesserungsmöglichkeiten grundlegend für die Wirkung neuer Gitter sein werden.

Eigene Arbeiten.

An Gittern standen für die Untersuchungen zur Verfügung:

1. Wanschaffsche Teilungen.
2. Kleines Konkavgitter, dem Verfasser gehörig.
3. Mittleres Konkavgitter, des Kaiser-Wilhelm-Institut für physikalische Chemie und Elektrochemie gehörig.
4. Mittleres Konkavgitter, der Auergesellschaft gehörig, freundlicherweise von Dr. Skaupy und Dr. Ewest zur Verfügung gestellt.
5. Mittleres Konkavgitter, dem Verfasser gehörig.
6. Mittelgroßes Konkavgitter, der Reichsanstalt gehörig.
7. Großes Konkavgitter, der Reichsanstalt gehörig.
8. Eine Gitterkopie von der Reichsanstalt.
9. Zwei Transmissionsgitter von Wanschaff.
10. Eine Gitterkopie, dem Verfasser gehörig.
11. Ein Plangitter, dem Verfasser gehörig.
12. Ein Konkavgitter, auf Brandes- und Schünemannlegierung geteilt.
13. Zwei Platten mit besonderen Teilungen, die auf Wunsch des Verfassers von einer großen optischen Anstalt hergestellt wurden.
14. Ein größeres Plangitter, einer großen optischen Anstalt gehörig.

Gitter 2 und 3 sowie 7 sind hervorragend gute Gitter, die Wanschaffschen Teilungen sind Versuche. Die Gitter 6, 7 und 8, der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt zu Berlin-Charlottenburg gehörig, wurden dem Verfasser freundlicherweise von Professor Dr. Gehrcke zur Verfügung gestellt.

Die Versuchseinrichtung, eine große metallmikroskopische Einrichtung der Firma C. Zeiss, Jena, Bauart Martens, die zur Aufnahme der Gitter benutzt worden ist, ist in Abbildung 1 und 2 (Tafel I) zur Darstellung gebracht.

Da das Laboratorium des Verfassers in Berlin in einer der Hauptverkehrsstraßen im dritten Stock lag und das Mikroskop des Verfassers ohne besondere Änderung für große Gitter nicht ohne weiteres verwendbar war, wurden durch freundliches Entgegenkommen der Berliner Geschäftsstelle der Firma Carl Zeiss, Jena die Aufnahmen des Helmholtzschen Gitters der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Gitter Nr. 3, 4, 5, 6 und 8 des Verzeichnisses, sowie das große Gitter der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Nr. 7 des Verzeichnisses, in den Berliner Geschäftsräumen der Firma Carl Zeiss untersucht. Zur Verfügung stand dort ein großes mikrophotographisches Stativ, das in stehender Anordnung mit den Objektiven und den Beleuchtungseinrichtungen des Verfassers benutzt wurde. Die Brennpunktseinstellung ließ sich mit diesem Mikroskop ebenso

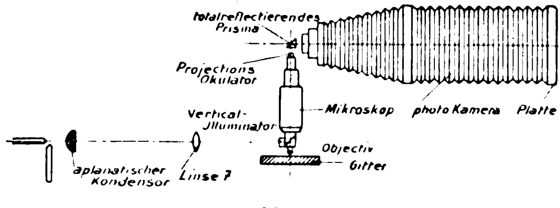


Abb. 3.

genau wie mit dem Martensstativ vornehmen; um den Strahlengang passend in die photographische Kamera zu leiten, wurde auf das Projektionsokular ein kleines total reflektierendes Prisma gesetzt. Der Strahlengang geht aus der Abb. 3 hervor.

[8a]) L. C. Glaser, Technische Spektralanalyse. Lunge-Bal, Chemisch-technische Untersuchungsmethoden. 5. Aufl. Bd. II (1922), 92—96.



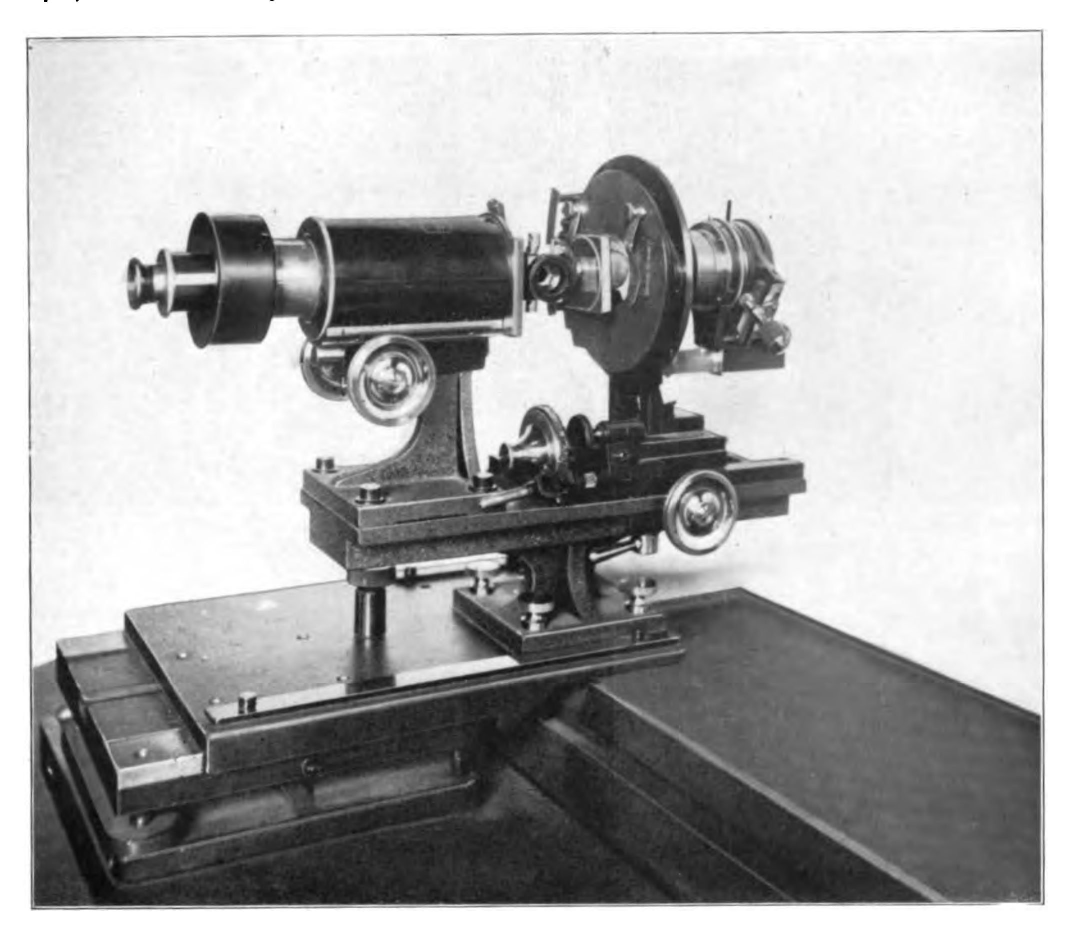


Abb. 1. Metallmikroskop Bauart **Martens** mit Rowland-Gitter.

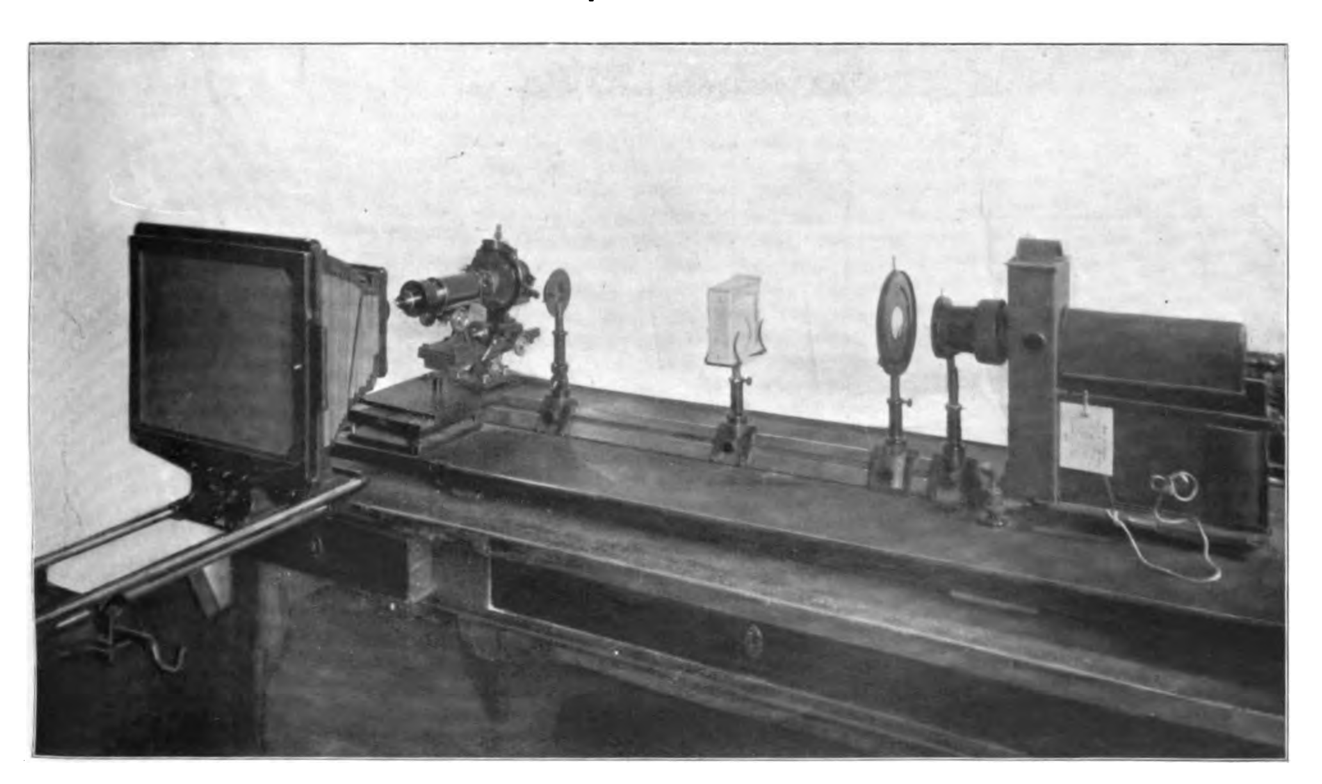


Abb. 2. Metallmikroskop mit Kammera und Beleuchtungseinrichtung.

Verlag von Joh. Ambr. Barth, Leipzig. **L. C. Glaser.**



Neg. 60. $v = 900 \times$

Abb. 4. Kleines Rowlandgitter, senkrecht mit Planglas aufgenommen.

Neg. 61. $v = 900 \times$

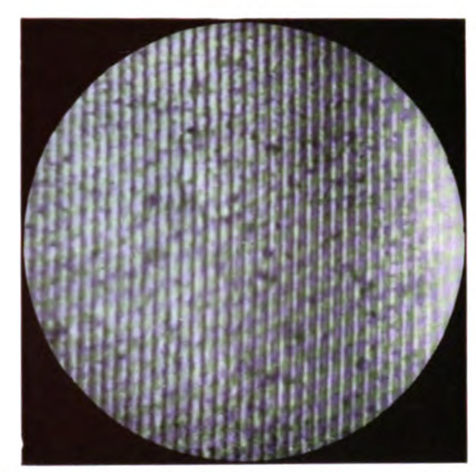


Abb. 5. Kleines Rowlandgitter, senkrecht mit Prisma aufgenommen.

Neg. 64. $v = 900 \times$

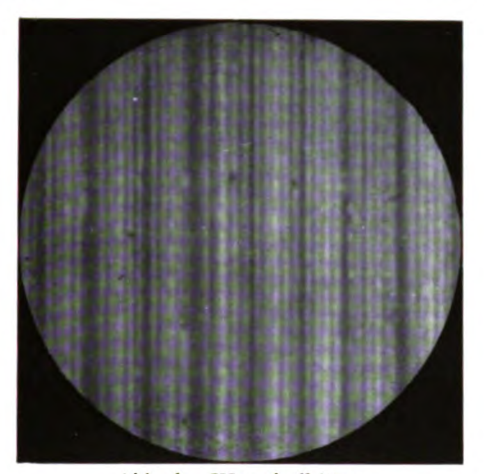


Abb. 6. Wanschaffgitter.

Neg. 69. $v = 900 \times$

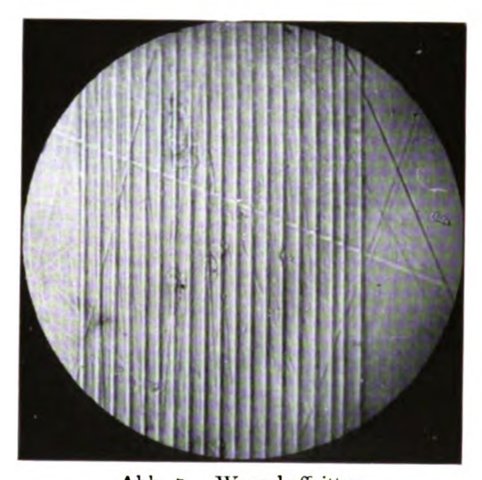


Abb. 7. Wanschaffgitter.

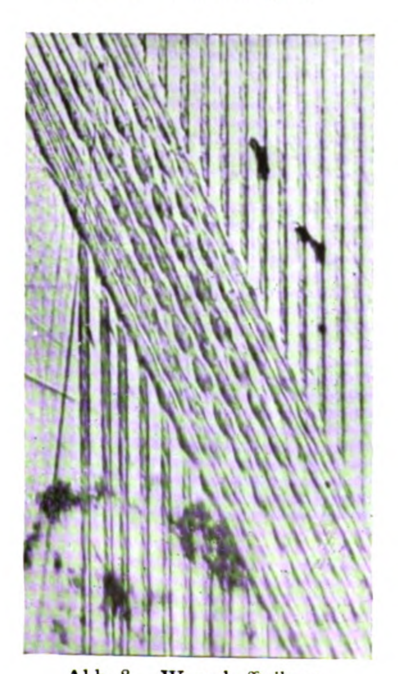


Abb. 8. Wanschaffteilung.

Neg. 301. $v = 1033 \times$

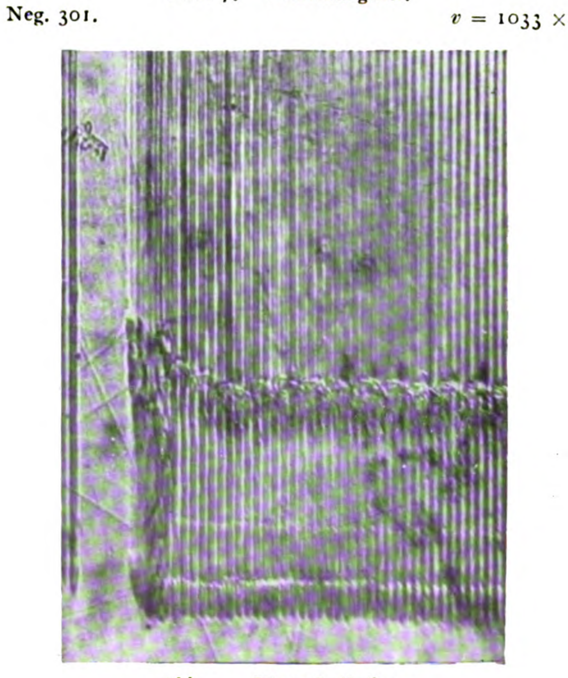


Abb. 9. Wanschaffteilung.

Verlag von Joh. Ambr. Barth, Leipzig.

L. C. Glaser.



Neg. 205. $v = 1068 \times$

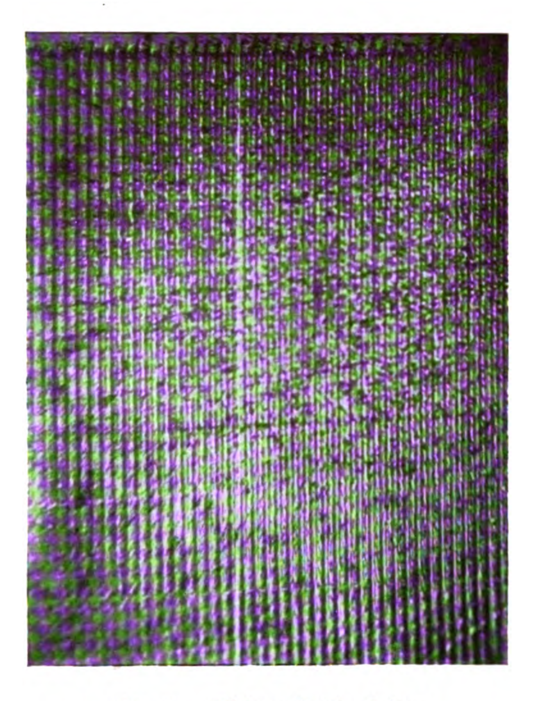


Abb. 10. Kleines Rowlandgitter.

Neg. 91. $v = 1360 \times$

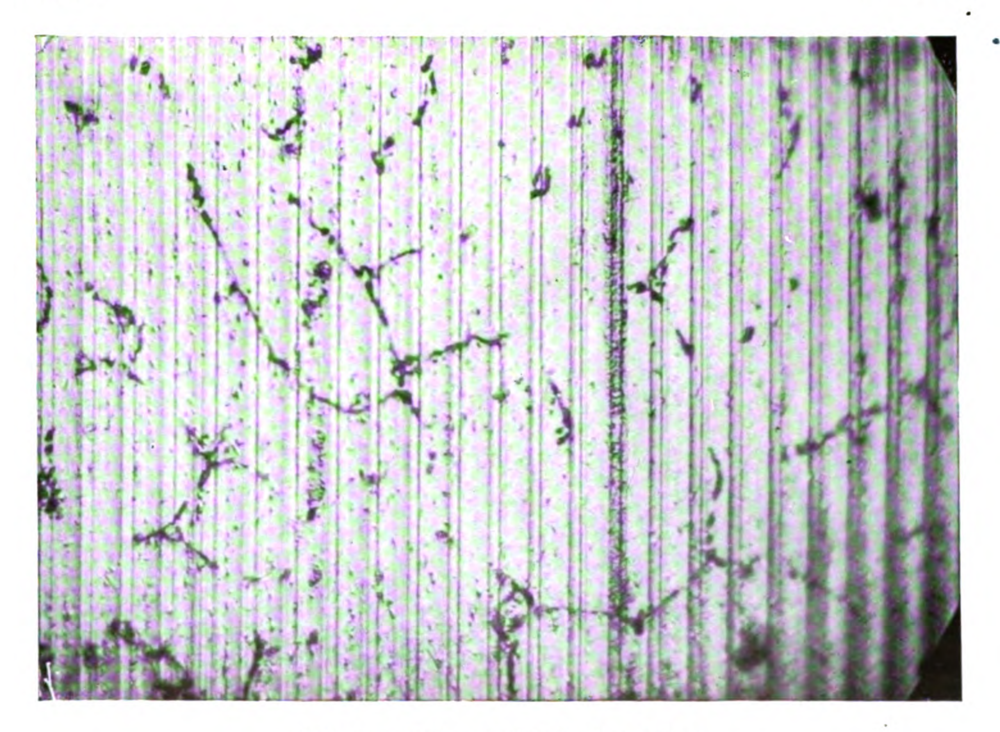


Abb. 11. Kleines Helmholtzgitter, Mitte.

L. C. Glaser.

Verlag von Joh. Ambr. Barth, Leipzig.

Neg. 100. $v = 1360 \times$

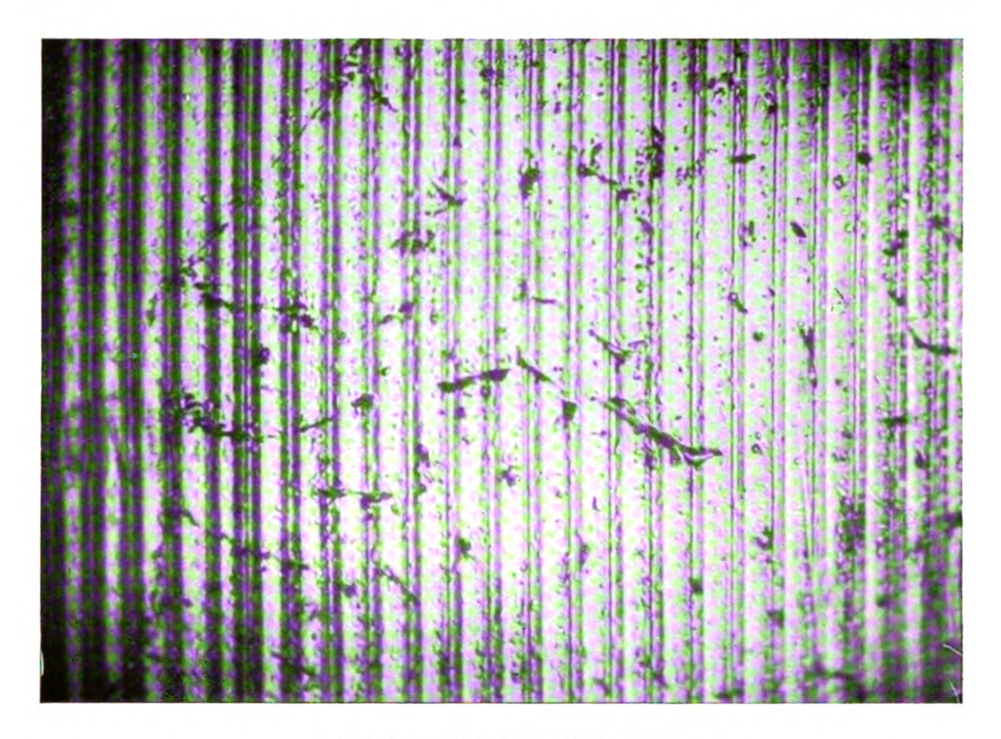


Abb. 12. Kleines Helmholtzgitter.

Neg. 90. $v = 1360 \times$

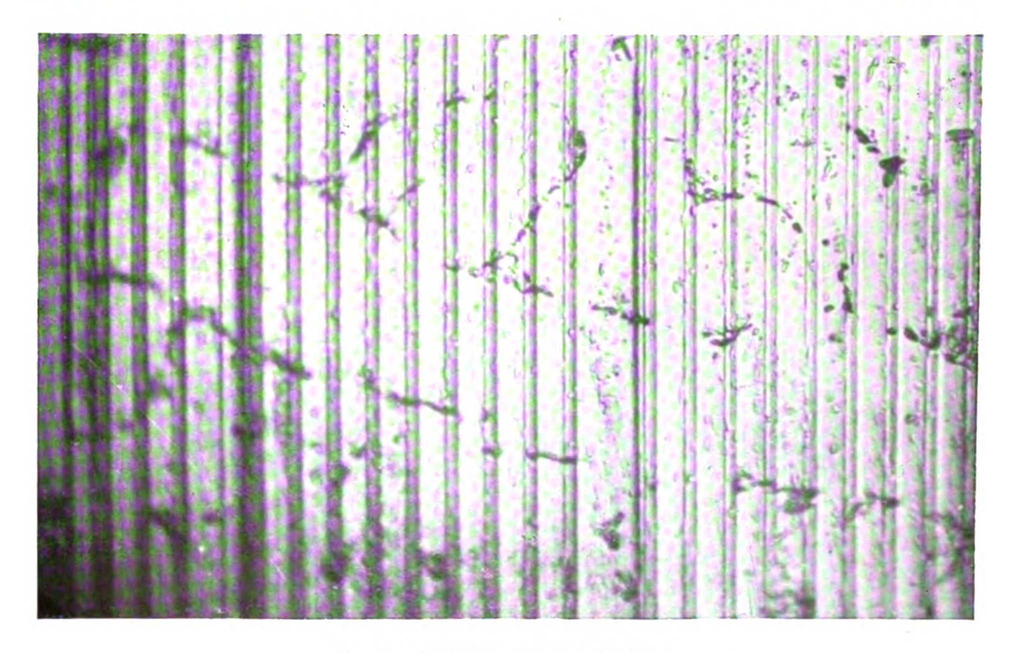


Abb. 13. Kleines Helmholtzgitter.

L. C. Glaser.

Verlag von Joh. Ambr. Barth, Leipzig.

Neg. 216. $v = 1950 \times$

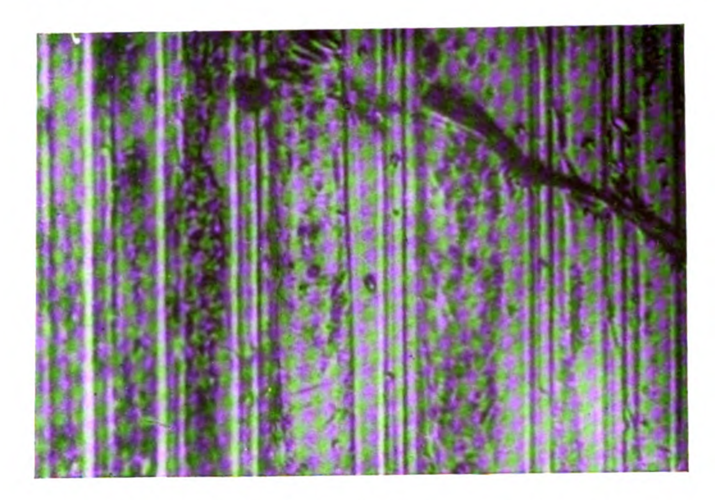


Abb. 14. Kleines Helmholtzgitter. 5 mm vom Rand.

Neg. 221. $v = 1950 \times$

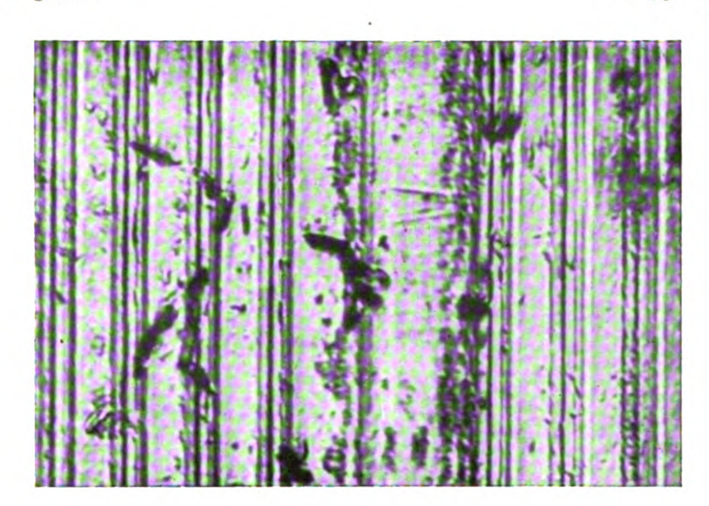


Abb. 15. Kleines Helmholtzgitter. 16 mm vom Rand.

Neg. 220. $v = 1950 \times$

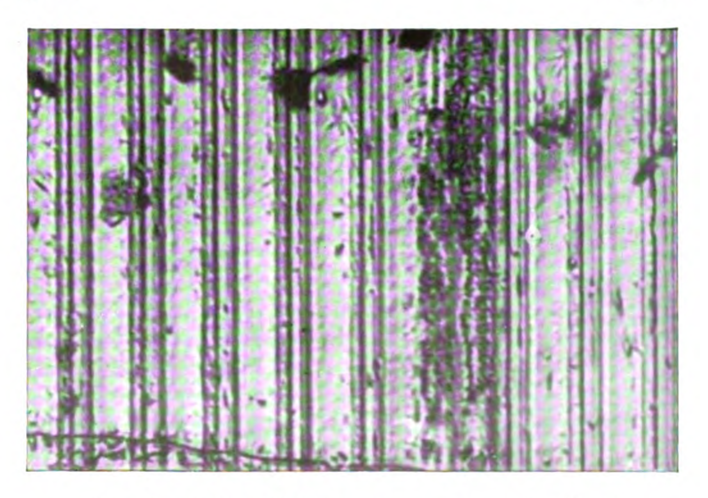


Abb. 16. Kleines Helmholtzgitter. 15 mm vom Rand.

Beschreibung der dargestellten Vergrößerungen von verschiedenen Gittern.

Abbildung 4 (Tafel II) zeigt ein Bild aus der Mitte des kleinen Konkavgitters des Verfassers bei 900 facher Vergrößerung. Das Bild zeigt vollkommene Auflösung im Gegensatz zu Abbildung 5 (Tafel II). Dies zeigt die immer wiederkehrende Tatsache, daß die Gitterlinien keine streng geraden Linien sind, sondern ausgezackte Furchen, die je nach der Arbeit des Diamanten verschieden ausfallen.

Besonderes Interesse bieten Photographien, die vollständige Teilungen von Wanschaff dargestellten Abb. 6 (Tafel II) zeigt eine verhältnismäßig grobe Teilung, die eine typisch wiederkehrende Fehlerstelle zeigt. Wahrscheinlich infolge Verletzung des Diamanten sind die Striche verschieden stark, haben verschiedenen Abstand, und der Diamant hat mit verschiedenen Kanten geteilt, was daraus hervorgeht, daß rechts und links vom Strich parallele Schrammen erscheinen. Abbildung 7 (Tafel II) zeigt in besonders augenfälliger Weise im vorletzten Teilstrich einen groben periodischen Fehler in der Teilung, zeigt aber sonst die vorzügliche Strichbeschaffenheit der Wanschaffschen Gitter, die denen der Rowlandschen Gitter nicht nur ebenbürtig, sondern sogar überlegen sind. Abbildung 8 (Tafel II) zeigt eine Strichprobe von Wanschaff mit verschiedenen Gitterkonstanten zur Ermittlung der periodischen Fehler der Schraube wie des Teilkopfes. Abb. 9 (Tafel II) stellt die Enden von Gitterteilungen dar und zeigt, wie der Diamant das Spiegelmetall angeschnitten hat. Diese Abbildung sowie Abbildung 10 (Tafel III), die die Strichenden eines Rowlandschen Gitters darstellt, zeigen, wie wichtig es ist, die Enden der Teilungen bei dem Gebrauch eines Gitters durch eine passende, gut mechanisch ausgeschnittene Blende auszublenden, da sonst der unregelmäßige Verlauf der Strichenden, vor allen Dingen aber die Fälle, innerhalb derer der Diamant zum Teil ausgesetzt und das Metall teilweise zerstört hat, zu unliebsamen Störungen an den Enden der Spektrallinien Anlaß geben kann. Man beobachtet oft an den Enden und der Begrenzung der Spektrallinien bei Gitterbeobachtungen schwanzförmige, unregelmäßige Gestaltsverlängerungen, die durch richtiges Ausblenden der Gitterteilung verschwinden.

Abbildung 10 (Tafel III) zeigt etwa in der Mitte einen fehlerhaften Strich, der ausgeblieben ist. Es ist dies eine Klasse von Fehlern, die bei der Gitteruntersuchung immer wiederkehren und die äußerst störend für die Beurteilung der Güte eines Gitters werden kann. Abb. 11—16 (Tafel III bis V) geben die Untersuchung des kleinen Helmholtz-Gitters der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt wieder. Abbildung 12 (Tafel IV) zeigt auf der linken Hälfte einen deutlichen Teilfehler. Auf Tafel IV zeigt Abb. 13 auf der linken Hälfte des Bildes sehr grobe Teilfehler, etwas rechts von der Mitte fehlt ein Strich und der Diamant hat dann eine Doppelfurche geteilt. In den Abbildungen 14 bis 16 (Tafel V) kehren die Fehler der fehlenden Striche häufig wieder, dazu kommt ein weiterer, nämlich das Auftreten von Doppelfurchen, die besonders bei Abbildung 15 und 16 (Tafel V) recht deutlich in die Erscheinung treten. Man sieht also, daß man es in diesem Falle mit einem sehr schlechten Gitter zu tun hat; das, wie die ausgewählten Aufnahmen zeigen, alle möglichen Klassen der Gitterfehler enthält.

Das vorzügliche kleine Rowlandsche Gitter des Verfassers, in etwas stärkerer Vergrößerung beobachtet, zeichnet sich durch eine besonders regelmäßige Strichform aus. Die Beschaffenheit der Striche läßt allerdings wie bei allen Rowlandschen Gittern zu wünschen übrig. Die Untersuchung eines sehr guten mittelgroßen Gitters des Kaiser-Wilhelm-Institutes für physikalische Chemie und Elektrochemie, das der Verfasser längere Zeit zu einer Arbeit über die Spektren der seltenen Erden verwendet hat und das sich bei der optischen Untersuchung als ein ganz vorzügliches Gitter bewährte, zeigte bei der mikroskopischen Untersuchung durchweg eine ganz regelmäßige Strichführung, und es ließen sich erhebliche Fehler überhaupt nicht nachweisen.

Ähnliche Beschaffenheit zeigt ein Gitter, das der Auer-Gesellschaft gehört, dessen Reflexionsvermögen nicht besonders gut war und das der Verfasser dieser Arbeit vor den mikrophotographischen Aufnahmen auch nicht besonders reinigen konnte.

Die mikroskopische Aufnahme einer Gitterkopie, die von Gehrcke und Leithäuser mit einem Platinüberzug durch Kathodenzerstäubung in ein Reflexionsgitter verwandelt worden war, zeigte bei einem Vergleich mit einem Originalgitter gleicher Gitterkonstante, daß bei dieser Gitterkonstanten, wenn man auch deutlich die Kornstruktur des kathodenzerstäubten Platinmetalls daran erkennen kann, doch die Furchen im allgemeinen mit aller wünschenswerten Genauigkeit wiedergegeben sind. Es wurden am Gitter zwei fehlerhafte Stellen festgestellt, die vermutlich infolge schlechten Abzuges oder Fehler des Originalgitters, von dem der Abzug stammte, herrühren.

Die folgenden Untersuchungen betreffen eine Reihe typischer Strukturen von Fehlern, wie sie in einem sehr guten Rowlandschen Konkavgitter größter Art, dem $6^1/_2$-m-Gitter der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt auftreten.

Abbildung 17 (auf Tafel VI) zeigt eine kennzeichnende Fehlerstelle mit nacheinander veränderter Gitterkonstanten. Abbildung 18 (auf Tafel VII) zeigt eine harte Stelle im Spiegelmetall des großen Gitters, die der Diamant nicht geteilt hat. Man sieht deutlich, wie er ausgewichen ist und zu krummen Strichen Anlaß gegeben hat. Deutlich sieht man bei diesem Gitter die Eutektikumstruktur der Cu-Sn-Legierung. Große Kristalle der Legierung sieht man bei schwächerer Vergrößerung quer über das Gesichtsfeld gelagert. Diese zeigt gleichzeitig, daß bei Gittern mit kleiner Gitterkonstante selbst eine nahezu tausendfache Vergrößerung zur Darstellung der Fehler kaum ausreicht. Abbildung 19 (auf Tafel VII) zeigt deutlich eine Stelle, in der eine restliche Struktur des Spiegelmetalls zurückgeblieben ist, sowie das Ausbleiben und Verschieben der Gitterstriche, ebenfalls die Abbildungen 20 bis 22 (Tafel VIII).

Methoden zur Messung der Vergrößerung.

Die Vergrößerungen können entweder nach den Angaben der Firma Carl-Zeiss-Jena-Tabellen entnommen werden, besser jedoch, und dies ist zur Kontrolle bei sämtlichen Aufnahmen dieser Arbeit durchgeführt worden, nehme man unter den genauen Verhältnissen einen genau geteilten Maßstab, in diesem Falle ein Objektmikrometer aus Nickelstahl mit einer Teilung von 1 mm Breite in hundertstel Millimeter, auf. Man mißt entweder die lineare Vergrößerung unter einem Mikroskop oder unter einem Komparator aus. Diese Genauigkeit ist jedoch übertrieben, da es bei normalen Aufnahmen kaum möglich sein wird, die Temperatur infolge des kleinen Lichtpunktes bei dem Gitter sowie dem Maßstabe so genau zu halten, wie dies zur Vermeidung unausbleiblicher Störungen während der Aufnahme nötig wäre. Man kann trotzdem die Vergrößerung auf 0,1 vom Hundert bestimmen, wie dies ausführliche Messungsreihen ergeben haben. Im übrigen genügt es bereits, wenn mit einem genauen Maßstabe auf der Mattscheibe oder bei den Aufnahmen der Abstand zweier oder mehrerer Teilstriche des Mikrometers gegeben werden. Solche Maßstabaufnahmen werden photographisch erhalten. Es wurde versucht, Messungen bei starken Vergrößerungen mit einem Objektmikrometer vorzunehmen. Es erwies sich jedoch die Okularvergrößerung des Schraubenmikrometers als zu gering, um genaue Messungen der Gitterkonstante auf diesem Wege durchzuführen. Überdies waren die infolge des kurzen Hebelarmes auftretenden starken Erschütterungen so groß, daß von dieser Methode der Ausmessung der Gitter wegen zu geringem linearen Abstandes der Gitterfurchen abgesehen wurde. Daß geometrische Fehler der Objektive die Ergebnisse fälschen, ist nicht anzunehmen und wurde durch genaue Aufnahmen des Objektmikrometers untersucht. Die Fehler, die so auftreten, sind viel geringer, als die grobsinnlich in Erscheinung tretenden der Gitter, so daß man sagen kann, daß man bei geeigneter Anwendung von Apochromatölimmersionen ausreichend definierte Mikrophotographien von Gittern mit verhältnismäßiger Leichtigkeit bei einiger Übung erhalten kann.

Methode zur Ausmessung der Platten.

Was für die Bestimmung der Vergrößerung gesagt ist, gilt auch für die Ausmessung der Platten. Zuerst wurden eine Reihe von Platten unter einem Abbeschem Komparator untersucht, dies erwies sich jedoch bald als unnötig, da diese Genauigkeit weder angestrebt noch erwünscht war, da die Teilfehler bereits in die Zehntel μ der Werte für die Gitterkonstante eingingen, so daß eine Ausmessung mit einem guten in halbe Millimeter geteilten Maßstabe genügte, mit dem unter Zuhilfenahme eines Vergrößerungsglases die zehntel Millimeter geschätzt werden konnten. Die Photographien werden durch in regelmäßigen Abständen befindliche, rechtwinklig zu den Furchen gezogene Linien in verschiedene Abschnitte geteilt und über diesen Linien sowohl die Furchenbreite wie die Gitterkonstante gemessen. Die erhaltenen Ergebnisse geben bereits Mittelwerte für die Gitterkonstanten und zeigen, daß das Schwanken der Gitterkonstanten ziemlich stark ist. Wenn man einen Anschluß an ein absolutes Maß erhalten will, wird man zweckmäßigerweise ein Normalmaß verwenden und die genaue Temperatur der Messung beachten. Die Methode der Messung zeigt jedoch, daß durch Anwendung eines Mikroskopes von geeigneter Beschaffenheit die Meßgenauigkeit so erheblich gesteigert werden kann, daß man unter Zuhilfenahme von Feinmeßapparaten durchaus in der Lage ist, den absoluten Wert der Gitterkonstante zu ermitteln. Ohne Anwendung besonderer Vorsichtsmaßregeln läßt sich die Gitterkonstante auf Hundertstel μ feststellen, bei einer hinreichenden Genauigkeit sogar die der Tausendstel. Der Verfasser dieser Arbeit ist der Überzeugung, daß abgesehen von den periodischen Fehlern, gerade die Fehler, die sprunghaft auftreten, die sich optisch aber sehr schlecht kennzeichnen, aber von allen sorgfältigeren Gitterherstellern beobachtet waren, sich leicht auf mikroskopischem Wege erkennen lassen. Die Erkennung führt zu ihrer Vermeidung, wie überhaupt die Ergebnisse dieser Arbeit ihren Hauptzweck und Ziel darin sehen, durch die auf diesem Wege gewonnenen Einblicke in die Fehler älterer Gitter die Herstellung neuer Gitter durch Einfügung geeigneter Beobachtungsmethoden zu erleichtern.

Neg. 228. $v = 2800 \times$

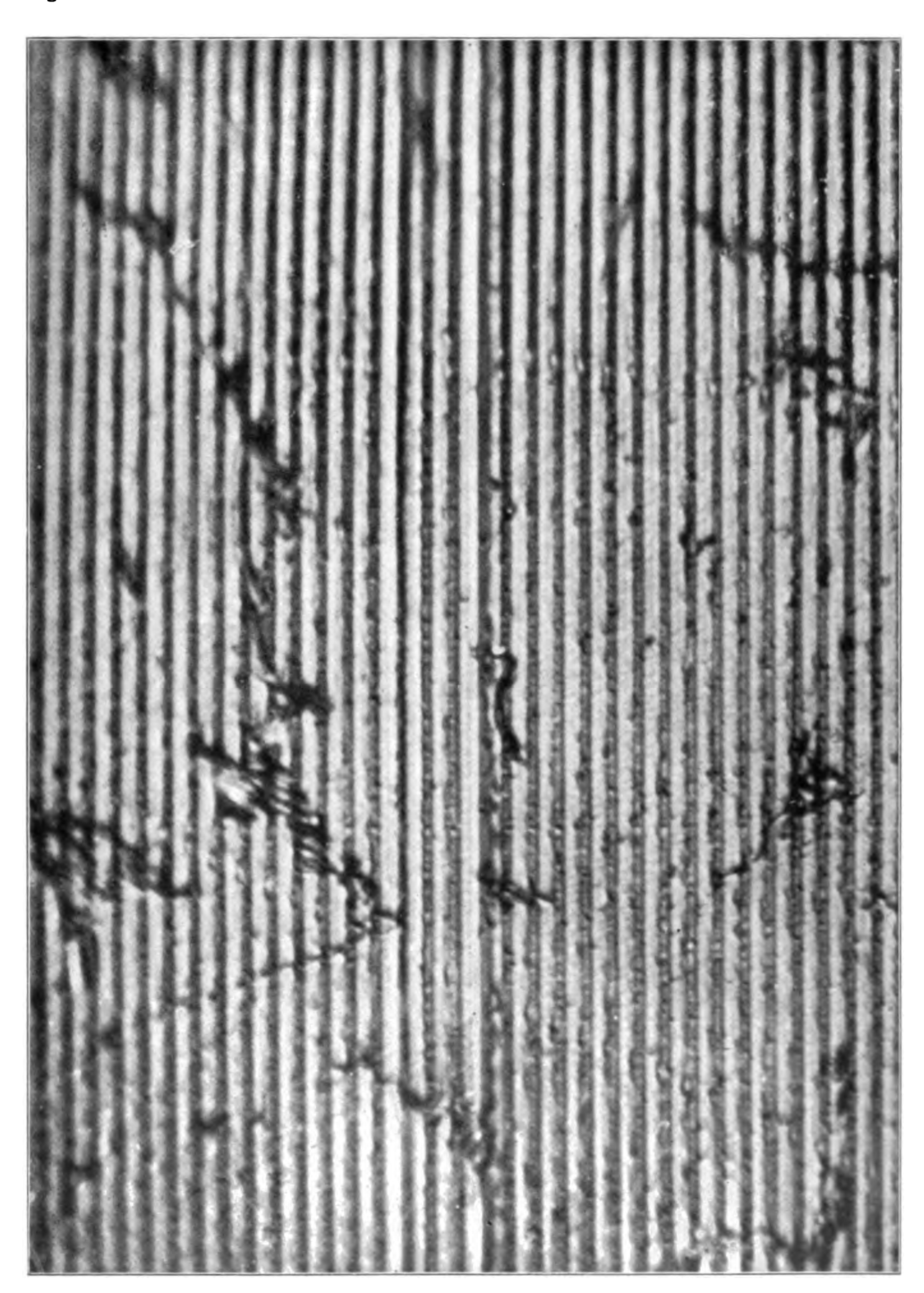


Abb. 17. Großes Gitter der Reichsanstalt. 9,6 cm vom rechten Rand. 2,6 cm vom unteren Rand.

L. C. Glaser.

Verlag von Joh. Ambr. Barth, Leipzig.

Neg. 223. $v = 2800 \times$

Abb. 18. Großes Gitter der Reichsanstalt.

Neg. 227. $v = 2800 \times$

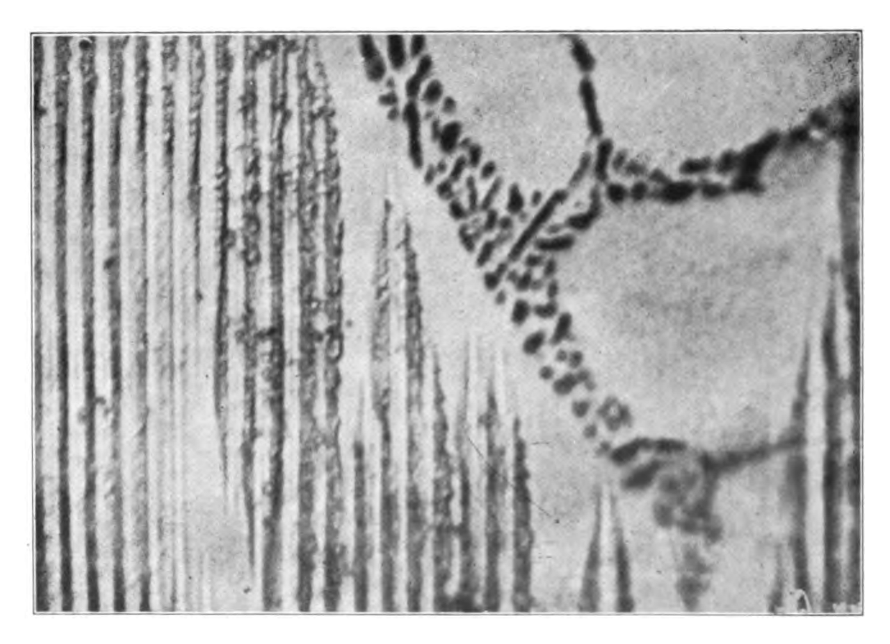


Abb. 19. Großes Gitter der Reichsanstalt. 8,8 cm vom rechten Rand, 24 cm vom unteren Rand.

Neg. 224. $v = 2800 \times$

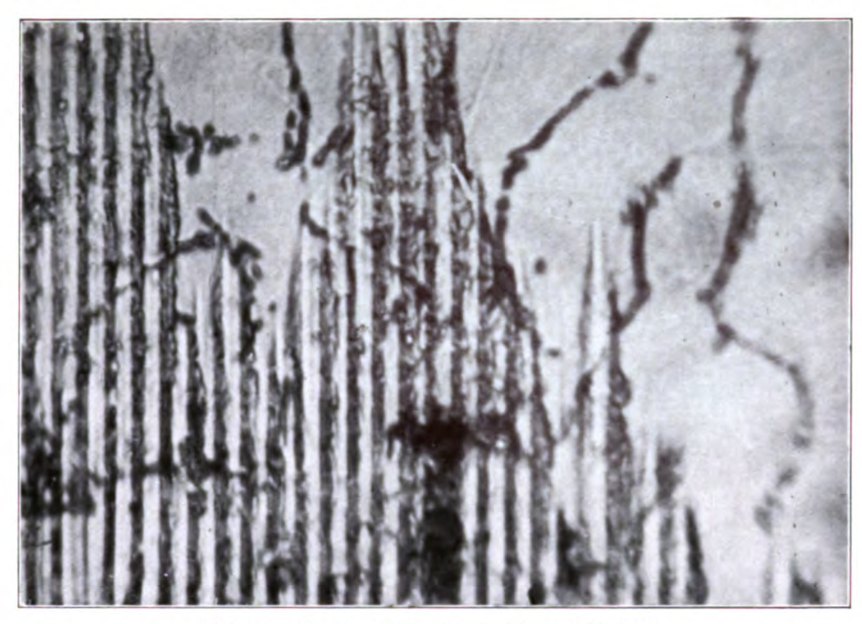


Abb. 20. Großes Gitter der Reichsanstalt, Mitte.

Neg. 225. $v = 1945 \times$

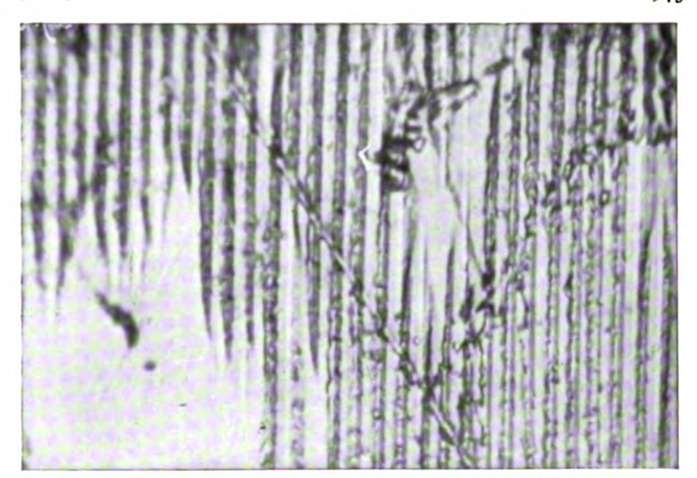


Abb. 21. Großes Gitter der Reichsanstalt. 7,6 cm vom rechten Rand; 2,7 cm vom unteren Rand.

Neg. 236. $v = 1945 \times$

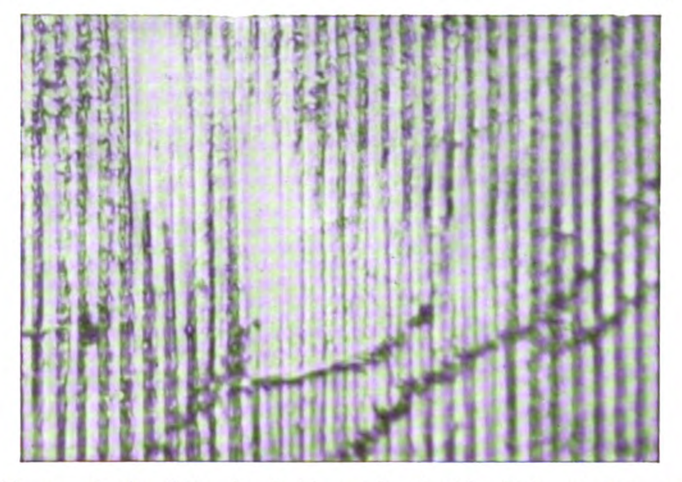


Abb. 22. Großes Gitter der Reichsanstalt, ähnliche Stelle wie Neg. 225.



Prüfung vorhandener Gitter.

Daß die in der vorliegenden Arbeit angegebene mikroskopische Prüfungsmethode mit Ölimmersionen zur Prüfung vorhandener Gitter verwendbar ist, ist ohne weiteres einleuchtend. Man wird sich in diesem Falle der Photographie gar nicht zu bedienen brauchen, und man wird in vielen Fällen nützliche Angaben über die Güte eines Gitters machen können, indem man vorsichtig das ganze Gitter in verschiedenen Höhen langsam durch das Gesichtsfeld des Mikroskops zieht, eine Arbeit, die selbst bei großen Gittern in kürzester Zeit ausführbar ist.

Man kann die Grundregel aufstellen, daß Gitter, die Teilungsfehler zeigen, namentlich solche grober Art, wie sie in dieser Arbeit besonders beschrieben sind, namentlich fehlende Furchen und unsymmetrisch angeordnete Doppelfurchen, auch schlechte optische Bilder zeigen werden. Dies hat sich in allen Fällen, die dem Verfasser dieser Arbeit vorkamen, betätigen lassen. Das mittelgroße Gitter des Kaiser-Wilhelm-Instituts, das eine ausgezeichnete Gitterteilung besaß, zeigte bei Anwendung für die Photographie von Spektren außerordentlich befriedigende Ergebnisse, während das mittelgroße Helmholtz-Gitter der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, das in verschiedenen Teilen des Gitters fehlende Furchen aufwies, sowie eine ganze Reihe von Doppelfurchen zeigte, sehr mangelhaft optische Bilder ergab, wie das ja auch Mitteilungen von Kayser bestätigen, der es nach Veröffentlichung der ersten Ergebnisse der Gitterteilung von Rowland für Helmholtz für die Physikalisch-Technische Reichsanstalt erhielt. Kayser stellte es als ein Gitter fest, das unter 3200 Å. E. kein Spektrum zeigte. Gemeinsame Versuche von Gehrcke und dem Verfasser an dem gleichen Gitter haben die schlechten Eigenschaften dieses Gitters wiederum bewiesen, das nur zu rohen Orientierungsaufnahmen geeignet ist, wozu es sich wegen seiner hohen Lichtstärke als brauchbar erweist. Die mikroskopische Prüfungsmethode wird sich auch eignen, wenn, wie es häufig vorkommt, ein Gitter keinerlei Angaben über die Strichzahl enthält. Man wird durch die mikroskopische Prüfung sofort die Anzahl der Striche für einen Millimeter ermitteln können und diese Angabe bei optischen Beobachtungen sofort bestätigt finden.

Wege für die Überwachung der Herstellung neuer Gitter.

Michelson[9]) hatte bereits zur Prüfung der Genauigkeit seiner Teilmaschine darauf hingewiesen, daß es neben der Genauigkeit der Schraube, die er durch die von ihm ausgebildeten Interferenzmethoden prüfte, ebenfalls auf die Genauigkeit im Aufbau der anderen Teile der Maschine ankommt. Alle ebenen schleifenden Flächen müssen unbedingt plan sein. Besondere Aufmerksamkeit muß der Genauigkeit des Teilkopfes zugewandt werden. Die Mutter muß mit dem darauf lagernden Gitter, die bei großen Gittern ein Gewicht von mehreren Kilogramm hat, gegen das Gewicht des darauf lagernden Gitters geschützt sein. Es werden hierzu zweckmäßigerweise Abfangvorrichtungen verwandt (Abfangen des Gewichtes in Quecksilber oder dergleichen). Ein Umstand, der meines Wissens nie beachtet worden ist, ist der Durchhang der Schraube durch das Eigengewicht derselben. Die gleiche Sorgfalt, die der Herstellung der Schraube zugewandt wird, muß auch der Genauigkeit ihrer Lagerung zugewandt werden, und es müssen dabei alle Gesichtspunkte des modernen Maschinenbaues berücksichtigt werden. Eine große Rolle für die Genauigkeit der Ergebnisse spielt deshalb auch die Lagerung der Schrauben. Insonderheit bei neuen Versuchen Andersons auf der Sonnenwarte des Mount Wilson ist nach Mitteilungen des Jahresberichtes Hales besondere Aufmerksamkeit dem Ausbau des Widerlagers der Schraube gewidmet worden. Bei diesem Versuche hat es sich nämlich herausgestellt, daß eine Verbesserung der Ergebnisse der Gitterteile nur durch einwandfreie Lagerung der Schraube zu erzielen war.

Nach meinen eigenen Versuchen ist es nun besonders wichtig, die Aufmerksamkeit beim Teilen neuer Gitter nicht nur den Einzelheiten der Maschine, sondern der genauen Regelung und Überwachung des Teilvorganges zuzuwenden. Daher spielt das Metall, auf dem geteilt wird, eine große Rolle. Seine Festigkeitseigenschaften und Härte müssen dergestalt sein, daß eine einwandfreie Strichführung gewährleistet wird. Durch die Härte des Metalls ist die Eindrucktiefe beim Teilen geregelt, entsprechend der verschiedenen Belastung des Teilwerkzeugs. Die Festigkeitseigenschaften des Materials geben ein Bild über die Materialeigenschaften des Stoffes und ihr Verhalten beim Teilen unter einer gewissen Belastung. Man wird daher bei hoher Härte eine gewisse Zähigkeit des Materials voraussetzen müssen, damit keine Splitterbildung beim Teilen eintritt. Der beständige Teilvorgang, der bei optischen Gittern unzählige Male wiederholt wird, nutzt naturgemäß das Teilwerkzeug ab und gibt ihm eine mit der Zeit veränderte Form. Für das Teilen von optischen Beugungsgittern spielt nur der Diamant[9]) daneben Wolframkarbid eine Rolle, die bislang die einzigten Materialien sind, die eine einwandfreie Form bei unveränderlicher

[9]) Volomit vgl. hierzu eine in Glasers Annalen erschienene Veröffentlichung von Dr. Haken, Über technisch brauchbaren Diamantersatz. Glasers Annnalen 88, H. 1, Nr. 1045 vom 1. Januar 1921.

Härte behalten. Doch auch der Diamant ist verschiedenen Störungen unterworfen, da er als kristallisierter Körper eine Spaltbarkeit besitzt und diese dazu Anlaß gibt, daß bei Überwindung von Hindernissen irgendwelcher Art (Löcher oder Unebenheiten im Spiegelmetall, harte Stellen und dergleichen) die Strichführung fehlerhaft wird. Die vorliegende Untersuchung hat dargetan, welche Fälle von fehlerhafter Strichführung auftreten. Man kann sich denken, daß die einzelnen Kristallkorngrenzen des zu teilenden Metalls störend auf den Teilvorgang wirken, daß beim Anschneiden eines Kristallkornes oder bei Kristallumgrenzung der Diamant einem gewissen Widerstand begegnet oder entweder eine geringfügige Erschütterung erleidet oder im schlimmsten Falle seine Form durch Absplittern verändert. Von diesen Fehlern am Diamant berichten alle, die Gitter geteilt haben. Namentlich der letztere Umstand führt zu sehr unangenehmen Erscheinungen, wie sie in dieser Untersuchung durch Versuche bestätigt worden sind. Man sieht daher ein, daß außer den äußeren Störungen, die auf die Maschine wirken (Erschütterungen, Resonanzerscheinungen innerhalb der Maschine) auch die durch die Beschaffenheit des Spiegelmetalls eintretenden Störungen zu beachten sind und wie es der Verfasser auch beim praktischen Gitterteilen beobachtet hat. Man wird daher gut tun, auf Grund der Ergebnisse dieser Arbeit sowohl die Gitterteilung nicht nur nach ihrer Beendigung zu überwachen, sondern schon während ihrer Herstellung. Es ist eine Erfahrungstatsache, daß Rowland und alle, die vor und nach ihm Beugungsgitter von guten Eigenschaften hergestellt haben, zuerst die Teilung beendet haben, um dann das Ergebnis der Teilung auf optischem Wege zu prüfen. Die Ausführungen dieser Arbeit zeigen, daß die optischen Methoden jedoch nicht die letzte Klärung der Verhältnisse ermöglichen, da sie gewissermaßen Integrationsmethoden darstellen und die Einzelteile der Strichführung unbeachtet lassen, sondern nur das Zusammenwirken der Fehler verschiedener zusammengefaßter Abstände des geteilten Gitters. Es folgt daraus, daß man bei Beobachtung von erheblichen Fehlern bei gleichzeitiger Beobachtung des Teilens naturgemäß auch Zeit spart und Abnutzung der Teilmaschine verhütet, wenn man eine schlechte Gitterteilung vorzeitig unterbricht. Auch die Abnutzung der Schraube ist zu beachten, da die Reibung, die Öl und harzig gewordene Öle auf die Schraube ausüben, durch den örtlichen hohen Flächendruck Veränderungen hervorbringt, die zu sprunghaft auftretenden Fehlern Anlaß[10]) geben können. Fortschritte in der Gitterteilung sind also neben der genauen Herstellung einer Schraube nach dem Rowlandschen[11]) Verfahren in der Überwachung der Schraubenfehler nach Interferenzmethoden, wie sie Michelson eingeführt hat, vor allem auch in der Beachtung der Eigenschaften geeigneter Spiegelmetalle und in der Überwachung des Teilvorganges zu suchen. Rowland hat zur Herstellung großer Gitter die Maschine oft tagelang (1 Woche) laufen lassen, ehe festgestellt werden konnte, ob das Gitter ein brauchbares war. Die Anbringung eines geeigneten Mikroskopes dürfte daher von großer Wichtigkeit für die Überwachung des Teilvorganges bei geeigneter Auswahl eines Spiegelmetalls sein. Man sieht, daß, wie die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit gezeigt haben, dem mikroskopischen Bilde durchaus eine eindeutige Beschaffenheit zugrunde liegt. Man kann aus dem mikroskopischen Bild alle und namentlich die schädlichsten Fehler bei der Gitterteilung erkennen und feststellen, ob einerseits das Metall in seinen Eigenschaften zum Gitterteil geeignet ist, ferner, ob das Teilwerkzeug die gewünschte Beschaffenheit der Striche herstellt, ja darüber hinaus gestattet die Beobachtungsmethode unter Benutzung des mikroskopischen Prüfungsverfahrens die Strichbreite in Abhängigkeit von der Belastung des Teilwerkzeuges zu regeln, ein Umstand, der zur Regelung der Intensität der auftretenden Spektren bzw. deren Ausfall besonders wichtig ist.[12]) Überdies sind Teilfehler nicht nur an die Unbeständigkeit der Schraube und deren Fehler geknüpft (periodische oder fortlaufende), sondern ebenfalls an die Fehler, die dadurch auftreten, daß einerseits die Furchenbreite schwankt und andererseits die Furchentiefe in verschiedenen Höhen des Gitters. Man kann diese Fehler auch in periodische oder fortlaufende oder zufällige Fehler scheiden. Was die Furchenbreitenfehler anbetrifft, so stehen sie im engen Zusammenhang mit der Änderung der Gitterkonstanten und dürften die Erklärung für manche Störung im Gitterspektrum geben, die bislang eine Erklärung in vollständiger Weise noch nicht gefunden hat.

Versuche zur Verbesserung des Spiegelmetalls.

Wie die vorliegende Untersuchung dargetan hat, ist ein Fortschritt mit der Herstellung von Gittern unbedingt von der Verbesserung des angewandten Metalles zu erwarten.

---

[10]) Man beobachtet dies auch gelegentlich von Schraubenuntersuchungen an Meßapparaten. Das Auftreten solcher Fehler beim Herstellen und der Benutzung genauer Meßschrauben bestätigte mir Reinhold Toepfer.

[11]) Siehe Rowland „Screw" Encycl. Brit. od. Coll. papers.

[12]) Vgl. hierzu die grundlegenden Arbeiten von G. Quincke.

Wie die vorliegende Untersuchung gezeigt hat, hat das Rowlandsche Spiegelmetall neben unbedingten Vorzügen den besonderen Nachteil, daß es sehr spröde ist und demzufolge beim Teilen mit dem Diamanten die Furchen der Gitterstriche ausreißen. Das Metall ist so brüchig und spröde, daß das Gitter keinerlei mechanische Widerstände überwinden kann und durch Stoß oder Fall leicht beschädigt oder zerstört werden kann. Eine andere unangenehme Eigenschaft des Metalls ist es, daß es sich verhältnismäßig schnell mit einer Oxydschicht übergibt, die von Zeit zu Zeit entfernt werden muß. Der Verfasser hat Gelegenheit genommen, im Laufe der Zeit eine große Anzahl Gitter zu reinigen und hat dabei das folgende Verfahren als sehr nützlich und in der Anwendung verhältnismäßig einfach gefunden. Man reinigt das Gitter mit einer Lösung nicht zu dickflüssigen Kollodiums, nachdem man das Gitter zuvor mit Alkohol und Äther und wenn möglich zur Fortnahme von Fettspuren mit Benzol oder Xylol bzw. Toluol abgewaschen hat. Das Abwischen mit Amylazetat ist auch außerordentlich für die Reinigung fördernd. Wenn das Gitter sorgfältig gereinigt ist, gießt man das Kollodium auf, läßt es gallertartig erstarren und so weit antrocknen, daß man den sich kräuselnden Rand mit dem Messer von dem Gitter loslösen kann. Wenn man den Aufguß weit genug, jedoch nicht zu weit hat eintrocknen lassen, gelingt es selbst bei großen $6^1/_2$-m-Gittern mit 15 cm geteilter Fläche den Abguß im ganzen abzuziehen. Man wiederholt das Verfahren etwa 10—20 mal, je nach dem Anfangszustand des Gitters und sieht wie nach den verschiedenen Abzügen das Reflexionsvermögen des Gitters zunimmt. Alsdann wäscht man das Gitter mit Alkoholäthergemischen sorgfältig nach, wobei man den Äther allmählich durch Alkohol verdrängt und achten muß, daß der Alkohol kein Wasser enthält, andernfalls wird der Kollodiumabzug trübe. Wenn man den besten Hochglanz der polierten Spiegelmetallfläche erhalten will, gießt man einige Tropfen kolloidaler Tonerdelösung, die man zuvor hinreichend mit Wasser verdünnt hat, auf und poliert mit einem Wattebausch nach.

Das Spiegelmetall, auf dem fast alle Rowlandschen Gitter und eine größere Anzahl der früheren Gitter geteilt worden sind, ist das Rossesche Spiegelmetall und enthält 68 % Kupfer und 32 % Zinn.[13]) Es ist, wie der Gebrauch vorhandener Gitter beweist, gegen Oxydationseinflüsse verhältnismäßig empfindlich, gegen Säuren nicht besonders empfindlich, wohl aber gegen etwaigen Schwefelwasserstoffgehalt oder Laboratoriumsluft, wobei der geringe Schwefelwasserstoffgehalt des Leuchtgases genügt, störende Anlauffarben hervorzubringen. Es sind jedoch kaum Metalle vorhanden, wenn man von einigen Edelmetallen absieht, die gegen Schwefelwasserstoff beständig wären.

Es war in Erwägung zu ziehen, ob nicht anderweitige Metalle für die Herstellung von Gittern in Betracht kämen, und es mag darauf hingewiesen werden, daß dies mit verhältnismäßig gutem Erfolge erreicht wurde. Die moderne Entwicklung der Metalltechnik gab zwei Wege an:

1. Die Anwendung von Eisenlegierungen.
2. Die Anwendung von verbesserten, ausgewählten Kupferzinnlegierungen.

Einfache hochkohlenstoffhaltige Stähle haben gelegentlich als Spiegelmetalle gedient, zeichnen sich durch ein gutes Reflexionsvermögen im Ultraviolett und durch verhältnismäßig gute Verarbeitungsfähigkeit und gute Festigkeitseigenschaften aus. Es war daher für die Herstellung von Gittern der Weg in Betracht zu ziehen, eine Teilung von Gittern auf Stählen vorzunehmen, denen durch besondere Zusätze eine besondere Hochpolitur und ein besonderes Reflexionsvermögen gegeben werden konnte, die ferner bei einer größeren Säurefestigkeit auch gute Festigkeitseigenschaften aufwiesen. Der Weg, der hierzu eingeschlagen wurde, war vorgezeichnet durch anderweitige Verwendung von Stahllegierungen, namentlich mit Nickelgehalt, die in großem Maßstabe in der Feinmeßtechnik verwendet werden. Nickelstahl diente als Material für Endmaß und ähnliches. „Invar", eine stark nickelhaltige (meist 36 v. H. Ni) Stahllegierung, die sich neben anderen bemerkenswerten Eigenschaften durch ihre geringen Temperaturkoeffizienten auszeichnete, hatte sich in die Feinmeßtechnik vor allem durch die Arbeiten von Guillaume Eingang verschafft.[14]) Während der Temperaturkoeffizient des Spiegelmetalls von Lord Rosse verhältnismäßig ein sehr hoher ist, ist er bei Nickelstahlen im Bereich bestimmten Nickelgehalts außerordentlich niedrig, und es war von vornherein sehr aussichtsreich, Stähle dieser Beschaffenheit für Gitterteilungen zu prüfen, insonderheit, da mit hochnickelhaltigen Legierungen bereits bei Mikrometern, das heißt bei Maßstäben mit feinen Teilungen (etwa 1 mm in 100 Teile) sehr gute Erfahrungen gemacht worden sind.

Zur Verbesserung des Rowlandschen Spiegelmetalls wurden Schmelzreihen von Kupfer hergestellt. Besondere Aufmerksamkeit wurde den

[13]) Analyse zweier Rowlandscher Gitter ergab:

	Cu	Sn	P
Kl. Gitter des Verfassers	68,13	31,24	Sp
Gitter aus dem Besitz von C. Zeiss	68,86	31,20	—

[14]) Invar and Related Nickel Steels. Circular 58. Bureau of Standards, Washington, s. a. Journal Franklin-Inst., April 1916, 181, Nr. 4, 573.



Schmelzen mit 32 und 38 v. H. Zinn geschenkt. Zur Verbesserung des Rosse-Spiegelmetalls (32 v. H. Zinn) wurden wechselnde Zusätze von Vanadium bis zu 2 v. H. gemacht. Wobei besonders zu bemerken ist, daß Vanadium einen verfestigenden Einfluß auf das Spiegelmetall ausübt. Das Metall wird feinkörniger, härter, dabei aber zäher und hat eine größere Bruchfestigkeit wie ohne den Zusatz. Auch ist es infolge des Einflusses des Vanadiums vollständig oxyd- bzw. oxydulfrei. Über diese Beobachtungen werden an anderer Stelle nähere Mitteilungen gemacht wurden.

Sehr gute Ergebnisse hat der Verfasser mit einem Stahl von besonderer Zusammensetzung erhalten. Abb. 23 (Tafel IX) zeigt eine Verbesserung eines auf diesem Stahl geteilten Gitters.

Mechanische Gefügeentwicklung als störende Nebenerscheinung bei der Gitterteilung.

Wenn man ein Gitter in schiefem Licht betrachtet, so bemerkt man gewöhnlich auf demselben eine mehr oder weniger körnige, marmorierte Struktur, die mit der durch Ätzen auf dem gleichen Metall hervorgebrachten völlig gleichwertig ist. Um dies genauer zu untersuchen, wurden verschiedene Gitter unter dem Mikroskop unter schwächeren Vergrößerungen untersucht. Das Kleingefüge der auf der geteilten Fläche des gerade untersuchten Gitters sichtbar werdenden Körner ist von Gitter zu Gitter verschieden.

Daß das so sichtbar werdende Kleingefüge mit dem durch Ätzen hervorgebrachten übereinstimmt, wurde durch die nachfolgenden Versuche bewiesen.

Es wurden einige $^3/_4$—1 cm dicke kreisrunde Platten von etwa $4^1/_2$—5 cm Durchmesser aus einer Legierung gegossen, die in ihrer Zusammensetzung dem Spiegelmetall, wie es von Rowland und seinen Vorgängern und Nachfolgern zur Gitterteilung verwendet wurde, entsprach. Alsdann wurde die eben geschliffene Platte poliert und mit einer verdünnten wäßrigen Lösung von Eisenchlorid geätzt. (Tafel IX Abb. 24) zeigt unter Schliff 1 die $^4/_{10}$ verkleinerte Wiedergabe einer so angeätzten runden Platte, die deutlich die grobe Kristallstruktur des Spiegelmetalls zeigt.

Eine zweite runde Platte wurde zerschlagen, ein Querschliff hergestellt und in der gleichen Weise geätzt. Es treten wiederum die Kristallite des Spiegelmetalls auf, die in diesem Falle deutlich die Gußstruktur erkennen lassen. Eine Wiedergabe dieses Schliffes findet sich auf Tafel IX (Abb. 25) bei etwa natürlicher Größe.

Zur Aufnahme der Kristallstruktur bei den Gittern wurde folgendermaßen vorgegangen. Auf dem Tisch des Martens-Stativs des Verfassers wurde das im Besitz des Verfassers befindliche kleine Rowland-Gitter befestigt und mittels Mikroplanars von C. Zeiss, Jena, mit 35 oder 75 mm Brennweite unter Benutzung des für den Gebrauch der Mikroplanare bestimmten Rohrstückes das Gitter unter schiefer seitlicher Beleuchtung photographiert. Ebenso wurde mit dem der Auer-Gesellschaft, Abteilung Studiengesellschaft für elektrische Leuchtröhren gehörigen, mittelgroßen Gitter vorgegangen.

Der benutzte Strahlengang geht aus dem aus der Abbildung ersichtlichen Schema hervor.

Der Krater der Weule-Bogenlampe wurde auf der Linse L abgebildet und das Licht durch die Linse auf den mit Gelenkverbindung am Mikroskoptubus befindlichen Spiegel S geworfen, der es streifend auf das Gitter G fallen ließ (Abb. 26).

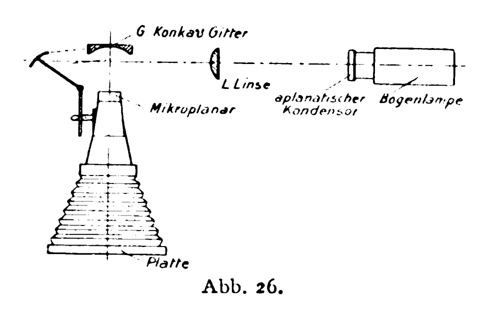


Abb. 26.

Die so erhaltenen Aufnahmen sind auf (Tafel IX, Abb. 27 und 28) dargestellt und zeigen die Kornstruktur des kleinen Konkavgitters des Verfassers und des mittelgroßen Konkavgitters der Auer-Gesellschaft sehr deutlich. Das kleine Konkavgitter des Verfassers wurde auch mit Hilfe der Agfa-Farbenplatte in seinen natürlichen Farben aufgenommen. Wenn man bei weitgeöffnetem Spalt Licht auf ein Gitter fallen läßt, wird man stets das Korngefüge des Spiegelmetalls wahrnehmen, auf dem das Gitter geteilt ist. Abbildung 27 und 28 zeigen deutlich Unterschiede in der Korngröße des Spiegelmetalls. Bei den Original-Rowland-Gittern sind die Körner millimeter- bis zentimetergroß. Ein auf Brandes- und Schünemann-Legierung geteiltes Gitter zeigte in gleicher Weise die Kristallstruktur des Spiegelmetalls. Das große Gitter der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt war zu schwer, um auf dem Stativ des Verfassers untersucht zu werden; das in den Berliner Geschäftsräumen der Firma C. Zeiss angewandte Mikroskopstativ hatte keine Vorrichtung zur Anbringung von Beleuchtungsspiegeln. Es konnte daher mit diesem nur am Okular beobachtet werden, wobei sich gleichfalls Kornstrukturen zeigten. Das gleiche gilt für das Helmholtz-Gitter der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Die auf einer besonderen, weder näher bekannten oder bezeichneten noch näher untersuchten Legierung geteilten Gitterproben von

Neg 138. $v = 610 \times$

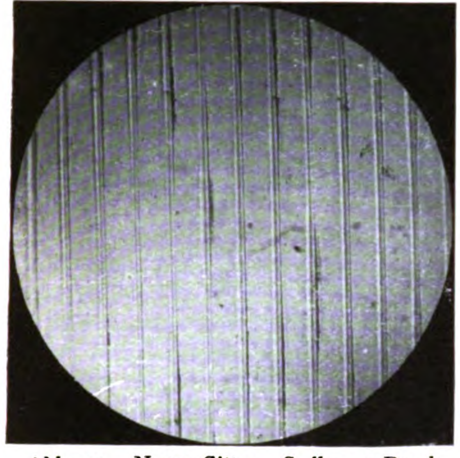


Abb. 23. Neues Gitter. Stelle am Rand.

$v = {}^4/_{10}$ nat. Größe

Schliff: 1, 2, 3, 4.

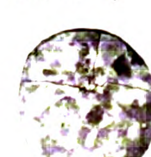
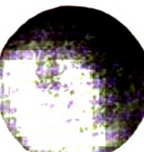
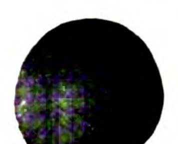




Abb. 24. Spiegelmetall im Anschliff.

Neg. 2. $v =$ nat. Größe

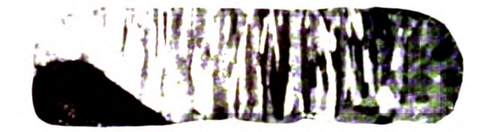


Abb. 25. Spiegelmetall im Querschliff.

Neg. 174. $v = 3^3/_4 \times$

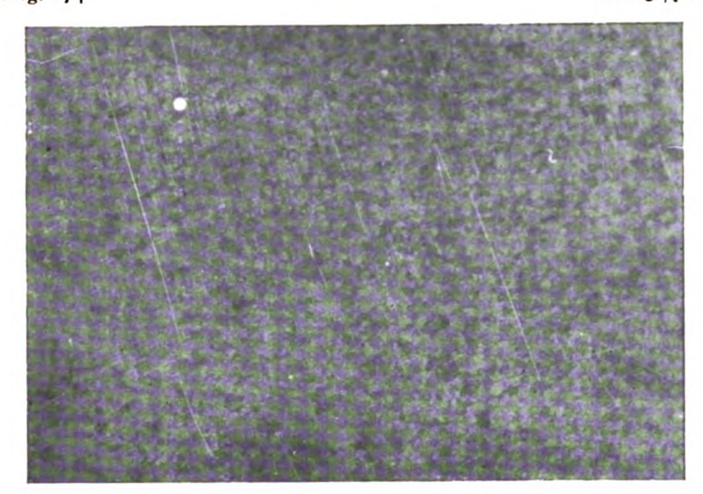


Abb. 27. Gitter der Auer-Gesellschaft.

Neg. 174a. $v = 2{,}6 \times$

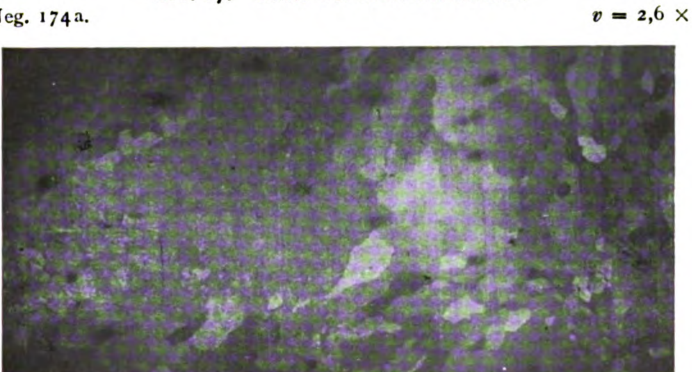
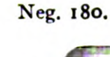


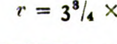
Abb. 28. Kleines Rowlandgitter aus dem Besitz des Verfassers.

Neg. 179. $v = 3^3/_4 \times$



Abb. 29. Rowlandsches Gittermetall.


Neg. 180.


$r = 3^3/_4 \times$

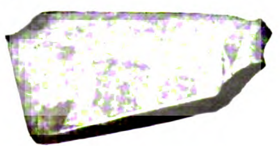


Abb. 30. Gittermetall.

Verlag von Joh. Ambr. Barth, Leipzig.

L. C. Glaser.

Wanschaff zeigten keine Kristallstruktur. Der Beweis, daß es sich tatsächlich um das Auftreten des Kleingefüges beim Gitterteilen handelt, wurde auf folgendem Wege erbracht.

Von dem kleinen Konkavgitter des Verfassers sowie einem der Firma C. **Zeiss**, Jena, gehörigen, aus dem Nachlaß gehörigen, aus dem Nachlaß von **Hauswaldt**, Magdeburg, stammenden und durch Professor Dr. C. **Pulfrich**, Jena, freundlichst zur Verfügung gestellten Gitter wurde je eine Ecke abgeschlagen. Man muß hierbei sehr vorsichtig zu Werke gehen, um das Gitter nicht zu zerstören, da das Metall außerordentlich spröde ist. Die beiden Gittern entnommenen Proben wurden geschliffen und poliert, dann mit wäßriger Eisenchloridlösung geätzt. Abbildung 29 und 30 auf Tafel IX zeigen in etwa $3^3/_4$facher Vergrößerung die durch das Ätzen hervorgebrachten Kornstrukturen, die mit den auf Tafel IX, Abb. 27 und 28, namentlich der drei völlig identisch sind.

Damit ist bewiesen, daß durch das Teilen von Spiegelmetall in der von Rowland benutzten Zusammensetzung die Kristallstrukturen des Spiegelmetalls zum Vorschein kommen. Es lagert sich also über das durch den Teilvorgang hervorgebrachte Gitternetz ein zweites von netzförmiger Anordnung und mehr oder weniger regelmäßiger Beschaffenheit. Die Wirkung dieses Zusatznetzgitters wird gleichfalls Störung in der optischen Bildwirkung zutage fördern und zumindest ein kontinuierliches Spektrum erzeugen, das sich als diffuser Lichtschein auf das durch die geritzten Gitterstäbe hervorgebrachten auflagern und zu Fehlern in der wahren Intensitätsverteilung des Spektrums führen wird. Bei der mikroskopischen Untersuchung der Gitter unter starker Vergrößerung wird man die einzelnen Kristallgrenzen deutlich erkennen können. Auf einer großen Zahl der für diese Untersuchung geprüften Gitter werden die Kristallstrukturen sichtbar. Durch das Anschneiden der Kristallgrenzen erfährt der teilende Diamant naturgemäß Erschütterungen; die Folge davon wird sein, daß der Strich nicht gerade wird. Eine Durchsicht der dieser Arbeit beigegebenen Abbildungen wird klar die Kristallstruktur des Spiegelmetalls zur Anschauung bringen. Besonders deutlich tritt dies auf den Abbildungen 11 bis 16 zutage. Besonders gut ist die Erscheinung jedoch auf den Abbildungen 17 bis 22 der Tafel VI, VII und VIII gekennzeichnet. In diesen Abbildungen kommen sogar deutlich die Reste des Eutektikums, bzw. der Verbindung Cu_3Sn der dem Spiegelmetall an Zusammensetzung entsprechenden Kupfer-Zinnlegierung zum Vorschein, wie ein Vergleich mit dem Querschliff einer anderen Kupfer-Zinnlegierung ergibt.

Die oben beschriebene Erscheinung des Kleingefüges auf Gitter steht in Einklang mit der Beobachtung, die man machen kann, wenn man beliebige Metalle und Legierungen, namentlich solche, bei denen ein grobkorniges Korngefüge vorliegt, anschleift. Gewöhnlich geht man ja so vor, daß man jeden Körper auf einer rotierenden Schmirgelscheibe, einer mit Schmirgelpapier belegten Holz- oder Metallscheibe oder auf einer mit aufgeschlämmten Schmirgel versehenen Metallscheibe durch Verminderung der Korngröße des angewandten Schleifmittels schleift, um sie schließlich nach Erzielung des feinsten möglichsten Schliffes mittels Poliermittel wie Wienerkalk, Polierrot (Eisenoxyd), Chromoxyd, Zinnoxyd, Tonerde usf. zu polieren. Bei dem Schleifen kann man nun vor dem Übergang zum Polieren bei den meisten Metallen und Legierungen ein großes Korngefüge beobachten, wie es nach dem Polieren durch das Ätzen hervorgerufen werden kann.

Man wird aus dieser Beobachtung den Schluß ziehen, daß man für das Teilen von Gittern ein Metall wählen muß, das beim Teilen die Kornstruktur entweder überhaupt nicht oder doch nur in geringem Maße hervorbringt. Man wird weiterhin darauf hinstreben, ein Metall zu nehmen, das feinkörnig genug ist, um durch den inneren Zusammenhang seines Kristallnetzwerkes so viel Festigkeit zu besitzen, daß die einzelnen Korngrenzen durch das Teilen nicht sichtbar werden. Man wird sich doch den Vorgang des Sichtbarwerdens des Kleingefüges des Gittermetalls so vorstellen müssen, daß bei einer gewissen Sprödigkeit, wie sie das **Rowland**sche Spiegelmetall sicher besitzt, durch den Teilvorgang, die die Kristallgrenzen des Spiegelmetalls infolge des Politurvorganges füllenden Metallteile herausgesprengt werden. Dies kann einerseits zu sehr unerwünschten Störungen beim Teilen führen, da sich die kleinen Splitterchen vor den Teildiamant legen, ihn dadurch in Erschütterung versetzen oder gar zum Zersplittern bringen oder der Teildiamant gerät in eine durch das Ausspringen der Füllmasse der Kristallumgrenzung hervorgebrachte Spalte, wodurch wiederum die gleichen Wirkungen, wie in dem eben betrachteten Falle eintreten können.

Man kann aus diesen Ausführungen wohl leicht ersehen, wie wichtig für die Gitterteilung die Auswahl des Metalls ist. Man wird auch gut tun, die von Lord **Rayleigh** und **Beilby** gemachten Beobachtungen über die Oberflächenschichten beim Polieren von Metallen und anderen Stoffen zu beachten, da diese Eigenschaft der Metalle nach der Ansicht des Verfassers eng mit der Eignung derselben zur Gitterteilung zusammenhängt. Unter diesen Gesichtspunkten sind die Versuche des Verfassers über die Verbesserungsmöglichkeiten des **Rowland**schen Spiegelmetalls und die Auswahl von bestimmten, legierten Stählen zur Gitterteilung vorgenommen worden. Daß die

Ansichten richtig sind, zeigt das Ergebnis einer Gitterteilung auf einen legierten Stahl. Das Gitter war in bezug auf Furchenform, zeigte einwandfrei in hohen Ordnungen noch optisch gute Interferenzbilder und hatte kein durch Teilen hervorgebrachtes Kristallgefüge. Es ist dies auch aus der Mikrophotographie des Gitters ersichtlich. Das für die Rowland-Gitter so charakteristische Kristallnetzwerk fällt hier fort.

Zusammenfassung.

1. Durch mikroskopische Untersuchung von Beugungsgittern wurden mikrophotographisch die praktisch vorkommenden Teilfehler ermittelt.

2. Durch die in der vorliegenden Arbeit angegebenen Verfahren wird eine Prüfung vorhandener Gitter ermöglicht.

3. Die vorliegende Arbeit gibt Wege für die Überwachung der Herstellung neuer Gitter an.

4. Es werden Mitteilungen über die Feststellung der Eignung eines Spiegelmetalls zur Teilung von Gittern sowie Versuche zur Verbesserung von Spiegelmetall wiedergegeben.

5. Die Gefügeentwicklung durch Teilen wurde festgestellt.

(Eingegangen am 21. April 1925.)

Beitrag zur Kenntnis der Phosphorbronze auf Grund von thermischen Untersuchungen im System Kupfer–Phosphor–Zinn.

(1. Mitteilung.)

Von L. C. Glaser und H. J. Seemann.

(Mitteilung aus dem Laboratorium für technische Physik an der Universität Würzburg.)

Inhalt: Es wird der technisch wichtige Teilbereich des Systems Kupfer-Phosphor-Zinn thermisch untersucht und hierbei ein ternäres Eutektikum festgestellt.

Einleitung.

Die Phosphorbronze hat nach Veröffentlichung der ersten Arbeiten von K. Künzel[1]) eine weite Anwendung im Maschinenbau und in der Feinmechanik gefunden. Von Künzel stammt die Bezeichnung „Phosphorbronze". Wenn P. Reinglaß in seinem Buch: „Die chemische Technologie der Legierungen" angibt, daß dies ein Name sei, der nicht ganz glücklich gewählt ist, so muß dem widersprochen werden.

Es entspricht ganz der Gepflogenheit mancher Gießereien, daß über Speziallegierungen sorgfältig Stillschweigen bewahrt wurde, was früher[2]) begründet war, da Legierungen als solche dem Patentschutz in Deutschland nicht unterlagen. Man findet daher nur wenig Angaben über Phosphorbronze in der Literatur.

Der eine von uns hat bereits seit längerer Zeit Untersuchungen über Phosphorlegierungen angestellt, besonders über das System Phosphor–Zinn und hat ferner bemerkt, wie bereits in einem Vortrag[3]) mitgeteilt wurde, daß die Phosphorbronze gegenüber der gewöhnlichen Zinnbronze in ihrem Gefüge besonders gekennzeichnet ist. Um die Konstitution der Phosphorbronze weiter aufzuklären, wurde die vorliegende Arbeit unternommen, um einerseits die wissenschaftlichen Grundlagen unserer Kenntnis der Phosphorbronze sicher zu stellen und andererseits aus den Ergebnissen der Versuche Richtlinien für die Herstellung und Verarbeitung derselben zu gewinnen, da ja bekannt ist, daß außer durch Gießen die Formgebung der Phosphorbronze auf gewisse Schwierigkeiten stößt, die durch die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit verständlich werden.

In der vorliegenden Arbeit sind die Ergebnisse von thermischen Untersuchungen[4]) im technisch wichtigen Bereich des Systems Kupfer–Phosphor–Zinn zusammengefaßt. Über die optischen und mechanischen Eigenschaften, die Wärmebehandlung der Legierungen, die Festigkeitswerte, die elektrischen Eigenschaften, die Ausdehnungskoeffizienten und die Röntgenstruktur werden wir demnächst in weiteren Mitteilungen berichten.

Hilfsmittel und Arbeitsmethoden.

Die thermischen Untersuchungen wurden in einem Kohlerohr-Kurzschlußofen vorgenommen, dessen äußerer Mantel einen Durchmesser von 233 mm und eine Höhe von 135 mm besitzt und der infolge seines hinreichend großen Wärmeaufnahmevermögens günstige Abkühlungsverhältnisse zeigt. Der günstige Wärmeinhalt wurde durch einen Umbau des von dem Elektroschaltwerk A.-G. Göttingen gelieferten Ofens erhalten. Das Kohleschutzrohr und die Kohlezwischenfüllung wurden durch ein Marquardt-Rohr, bezogen von der staatlichen Porzellanmanufaktur Berlin, sowie durch Magnesiafüllung ersetzt. Unterkühlungen traten nur selten ein. Die Abkühlungskurven wurden nach dem Zeit-Temperaturverfahren (Integralkurven) aufgenommen. Zur Temperaturmessung diente ein Pt-Pt Rh (10% Rh) Thermoelement von der Firma W. C. Heraeus, Hanau von 0,2 mm Drahtdurchmesser, dessen Spannung an einem Präzisionsmillivoltmeter von Siemens & Halske A.-G. abgelesen

---

[1]) K. Künzel, Über Bronzelegierungen. Dresden 1875.

[2]) Glasers Annalen f. Gew. u. Bauwesen 35 (1896), 63; siehe auch P. Reinglass, Die chemische Technologie der Legierungen 1919, Leipzig, S. 102—103.

[3]) L. C. Glaser, Zeitschr. f. Metallkunde, 1924.

[4]) In der vorliegenden Arbeit sind nur die Vorgänge bei der Erstarrung untersucht. Über die Umwandlungen im festen Zustand werden wir später berichten.



wurde. Die Umrechnung der abgelesenen Spannungen auf die entsprechenden Temperaturen geschah mittels einer von der Firma Heraeus beigegebenen Eichtabelle, deren Angaben durch mehrere Fixpunktbestimmungen geprüft und korrigiert wurden.

Zur Herstellung der Legierungen wurden reinstes Elektrolytzinn und Elektrolytkupfer und als Vorlegierung zur Einführung des Phosphors Phosphorkupfer von der Firma Gebr. Kemper, Olpe, Westf. (Analyse 15,4 % P) benutzt. Die Legierungen wurden absichtlich ohne Benutzung einer Schutzdecke (etwa Holzkohle) in Kohletiegeln eingeschmolzen, da der Ofen im Dauerbetrieb und bei richtiger Handhabung eine reduzierende Atmosphäre von Kohlenoxyd aufwies; somit wurde eine weitgehende Annäherung an die im gewöhnlichen Betrieb vorliegenden Verhältnisse erzielt. Der Abbrand hielt sich, wie aus Tabelle 1 hervorgeht, in mäßigen Grenzen. Das Gewicht der Einwagen wurde einheitlich zu 50 g genommen.

Tabelle 1.

Nr. der Schmelze	Einwage			Abbrand	Haltepunkte		
	Sn %	P %	Cu %	%	P °C	Q °C	F °C
1	4	1,03	94,97	0	1005	646	—
2	4	4,1	91,9	0	884	673	629
3	4	6,2	89,8	0,1	782	678	—
4	4	8,24	87,76	0,1	733	678	—
5	8	1,03	90,97	0	970	682	627
6	8	2,06	89,94	0	936	645	630
7	8	4,1	77,9	0	828	655	630
8	8	6,2	85,8	0,2	700	663	630
9	8	8,24	83,76	0,1	753	643	628
10	12	2,06	85,94	0	865	—	630
11	12	4,1	83,9	0,14	714	639	629
12	12	6,2	81,8	0,16	695	632	628
13	16	2,06	81,94	0	798	661	627
14	16	4,1	79,9	0,1	—	638	627
15	16	6,2	77,8	0,32	713	647	628
16	20	2,06	77,94	0	722	698	628
17	20	4,1	75,9	0,2	722	—	628
18	20	6,2	73,8	0,2	732	638	—

Die Zustandsdiagramme der binären Systeme.

Zur Aufstellung des ternären Systems Kupfer-Phosphor-Zinn muß man von den wenigstens teilweise bekannten binären Systemen: 1. Kupfer-Phosphor, 2. Kupfer-Zinn, 3. Zinn-Phosphor ausgehen. (Die Kenntnis des letzteren spielt bei dem hier in Frage kommenden Bereich des ternären Systems eine untergeordnete Rolle.)

1. Das System Kupfer-Phosphor: Ein Teil des Systems (von 0—15 % P) wurde von E. Heyn & O. Bauer[5]) aufgestellt, (Abb. 1). L. Guillet[6]) hatte schon früher Mitteilungen über Phosphor-Kupfer gebracht. Ferner liegen Untersuchungen von Huntington vor.

Über die Herstellung von Phosphor-Kupfer macht P. E. Demmler[7]) nähere Angaben.

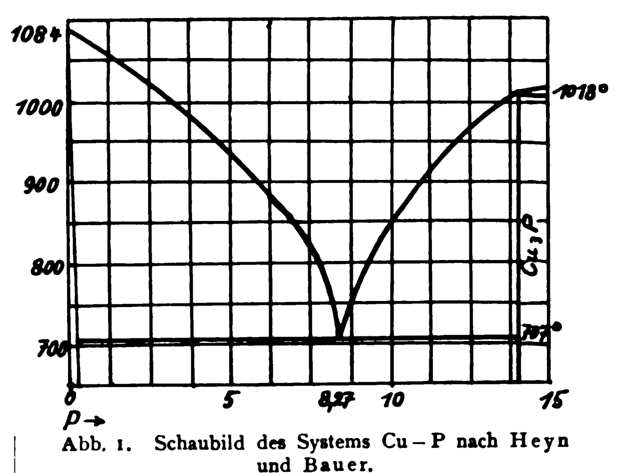


Abb. 1. Schaubild des Systems Cu—P nach Heyn und Bauer.

2. Das System Kupfer-Zinn: Das System Kupfer-Zinn ist bei der großen technischen und gewerblichen Bedeutung der Bronzen stets der Anlaß zu mannigfaltigen wissenschaftlichen Untersuchungen gewesen. Wir wollen an dieser Stelle nicht näher auf die betreffenden Arbeiten eingehen, verweisen vielmehr auf eine Arbeit von

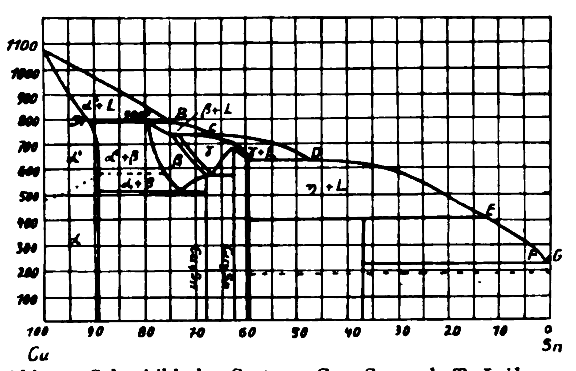


Abb. 2. Schaubild des Systems Cu—Sn nach T. Isihara.

O. Bauer und O. Vollenbruck[8]), die den gleichen Gegenstand behandelt; dort sind die Arbeiten über das System Kupfer-Zinn nebst Schaubildern übersichtlich zusammengestellt. Vor kurzem gab T. Isihara[9]) auf Grund von Mes-

[5]) E. Heyn und O. Bauer, Zeitschr. f. anorgan. Chemie **52** (1907), 129—151.

[6]) L. Guillet, Etude industrielle des alliages métalliques; Génie Civil **47** (1905), 187.

[7]) P. E. Demmler, New Process for Making 15 % Phosphor-Copper; Trans. Am. Vert. Min. Met. Eng. **64** (1921), 483—486.

[8]) O. Bauer und O. Vollenbruck, Mitt. aus dem Materialprüfungsamt Berlin-Dahlem **5** (1922), 181—215.

[9]) T. Isihara, Science Reports of the Tohoku Imper. Univ. 1, **13** (1924), 75—100.

sungen der elektrischen Leitfähigkeit ein neues Schaubild des Systems Kupfer-Zinn, das sich von den bisherigen durch Aufklärung verschiedener strittiger Punkte auszeichnet. Wir geben es in Abb. 2 wieder, da es bei unseren Untersuchungen über das ternäre System Kupfer-Phosphor-Zinn als das physikalisch am besten begründete System zugrunde gelegt wurde.

3. Das System Zinn-Phosphor: Das System Zinn-Phosphor wurde von dem einen von uns untersucht und wird demnächst veröffentlicht. Die Schwierigkeiten liegen hier besonders in dem Umstand, daß der Phosphor vor dem Eintritt des Schmelzens namentlich bei höheren Phosphorgehalten ausbrennt und daher leicht zu Fehlschlüssen Veranlassung gibt. Es liegt hier ein einfaches eutektisches System zwischen der Verbindung Sn_3P_4 und Zinn vor, wobei das Eutektikum nahe an der Zinnseite liegt und eine vom Zinnschmelzpunkt nur wenig abweichende Temperatur besitzt. Das System Zinn-Phosphor ist wie das System Kupfer-Phosphor ein Dreiphasensystem, wodurch die Verhältnisse verwickelter werden, da der Teildruck von Phosphor berücksichtigt werden muß.

Das ternäre System Kupfer-Phosphor-Zinn.

Um die Konstitution der technischen Phosphorbronze aufzuklären, wurde der Teilbereich des Systems Kupfer-Phosphor-Zinn (bis 25% Zinn und 8% Phosphor), in dem die gewöhnlichen Phosphorbronzen ihrer Zusammensetzung nach liegen, thermisch untersucht. Bei höheren Phosphorgehalten als 8%, die in der Praxis niemals vorkommen, tritt ein merklicher Abbrand ein; man sieht ja schon aus der Tabelle 1, daß sich der Abbrand mit höherem Phosphorgehalt im allgemeinen vergrößert.

In dem erwähnten Teilbereich wurde der Verlauf der Abscheidungsflächen der einzelnen Kristallarten bei der Erstarrung untersucht; dabei sollte als wichtigstes Ergebnis die Existenz und die Zusammensetzung eines ternären Eutektikums festgestellt werden. Die Zusammensetzung eines ternären Eutektikums läßt sich in einfacher und genauer Weise ermitteln, wenn die Schaubilder der binären Systeme und damit das Schaubild des aus ihnen zusammengesetzten ternären Systems von einfacher Beschaffenheit sind. R. Sahmen und A. v. Vegesack[10]) haben Richtlinien für den hierbei einzuschlagenden Weg gegeben. Dagegen läßt sich dieses Verfahren bei so verwickelten Verhältnissen, wie sie im System Kupfer-Phosphor-Zinn offenbar vorliegen, nicht mehr anwenden. Wir behalten uns vor, auf diesen Gegenstand an anderer Stelle näher einzugehen.

Angesichts der erwähnten Schwierigkeiten wurde folgender Weg eingeschlagen: Es wurden auf Grund ausgedehnter Vorversuche zur Cu-P-Seite des Temperatur-Konzentrationsprismas parallele Schnitte mit konstantem Sn-Gehalt gewählt und die entsprechenden Schaubilder aufgestellt (4%, 8%, 12%, 16%, 20% Sn konstant).

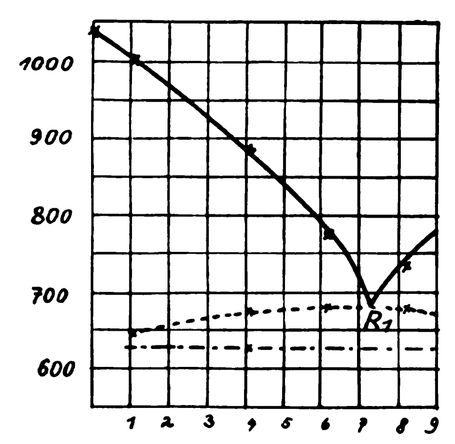


Abb. 3. Schaubild des Schnitts mit 4% Sn const. nach L. C. Glaser und H. J. Seemann.
Sattelpunkt R_1 bei 7,2% P und 680° C. Der Anteil des ternären Eutektikums ist bei den Legierungen dieses Schnitts noch sehr gering, nur Schmelze Nr. 2 zeigt deutlichen eutektischen Haltepunkt. Der Verlauf des gestrichelten Kurvenastes q deutet auf das Mischkristallgebiet hin, das sich bei niedrigen P-Gehalten befindet.

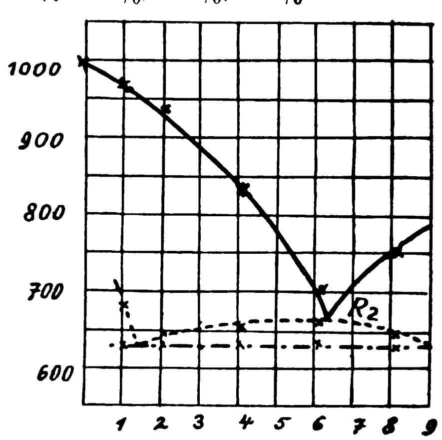


Abb. 4. Schaubild des Schnitts mit 8% Sn const. nach L. C. Glaser und H. J. Seemann.
Sattelpunkt R_2 bei 6,3% P und 665° C. Der Anteil des ternären Eutektikums ist größer geworden, was sich in den längeren eutektischen Haltezeiten bemerkbar macht. Der Verlauf des gestrichelten Kurvenastes q von 0% P bis ca. 1,5% P läßt sich noch nicht festlegen, da auf Grund des binären Systems Cu—Sn noch Mischkristalle bei geringen P-Gehalten zu erwarten sind.

Die aus den Abkühlungskurven entnommenen Haltepunkte für die entsprechenden Legierungen sind in der Tabelle 1 zusammengestellt. Im allgemeinen wurden entsprechend der Abscheidung

[10]) R. Sahmen und A. v. Vegesack, Zeitschr. f. phys. Chemie 59 (1907), 257—283.

von drei Kristallarten beim Erstarrungsvorgang drei Haltepunkte beobachtet. Der erste Haltepunkt P entspricht dem Schmelzpunkt der entsprechenden Legierung und liegt auf der

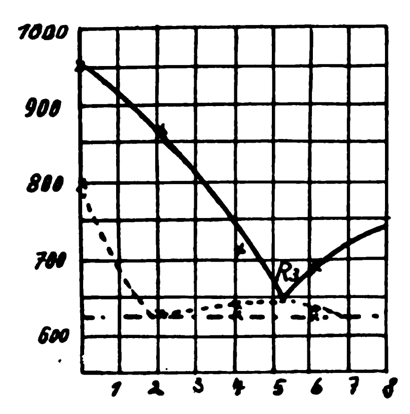


Abb. 5. Schaubild des Schnitts mit 12 % Sn const. nach L. C. Glaser und H. J. Seemann.

Sattelpunkt R_3 bei 5,2 % P und 645° C. Der Anteil des ternären Eutektikums ist größer geworden. Das Mischkristallgebiet ist überschritten. Der gestrichelte Kurvenast q, der sich von 0 bis ca. 1,8 % P erstreckt, endigt im Punkt (12 % Sn, 88 % Cu) der peritektischen Horizontalen (rund 800°) des binären Systems Cu – Sn. (Entsprechendes gilt bei den Schnitten 16 % und 20 % Sn const.) (siehe Abb. 6 u. 7).

Fläche 𝔓 des Beginns der Erstarrung bzw. der Abscheidung der ersten Kristallart. (Die Flächen 𝔓 gehen von den Schmelzkurven der binären Systeme

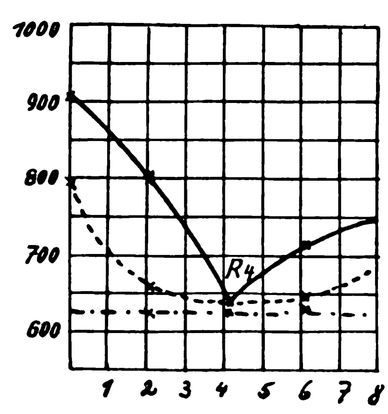


Abb. 6. Schaubild des Schnitts mit 16 % Sn const. nach L. C. Glaser und H. J. Seemann.

Sattelpunkt R_4 bei 4,1 % P und 638° C. Der Anteil des ternären Eutektikums ist ungefähr so groß wie bei Schnitt 12 % Sn const. Wie aus dem Verlauf der Kurvenäste q bei diesem und dem folgenden Schnitt (20 % Sn const.) hervorgeht, sind die Regelflächen hier nach der eutektischen Ebene zu konvex.

aus.) Die Haltepunkte P liegen in den Schnittdiagrammen (Abb. 3—7) auf den ausgezogenen Kurvenästen. — Der zweite Haltepunkt Q entspricht der Abscheidung einer zweiten Kristallart aus der Schmelze und liegt auf einer Regelfläche 𝔔. Diese Haltepunkte Q liegen in den Schnittdiagrammen auf den gestrichelten Kurvenästen 9.[11]) Von dem Haltepunkt Q ab tritt auf den Abkühlungskurven eine starke Verzögerung ein bis zum dritten Haltepunkt E, der nahezu konstant bleibt. Er entspricht der eutektischen Erstarrung der Restschmelze. Diese Haltepunkte liegen auf einer Ebene, der eutektischen Ebene 𝔈 und dementsprechend in den Schaubildern der Schnitte auf geraden Linien, die in den Abb. 3 bis 7 strichpunktiert angedeutet sind.

Wichtig ist nun die Bestimmung der Sattelpunkte R, in denen sich die Kurvenäste p schneiden. Diese Punkte liegen auf Raumkurven r,

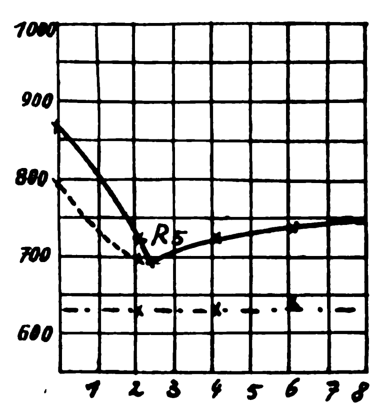


Abb. 7. Schaubild des Schnitts mit 20 % Sn const. nach L. C. Glaser und H. J. Seemann.

Sattelpunkt R_5 bei 2,4 % P und 695° C. Der Anteil des ternären Eutektikums ist kleiner geworden. Bei den Schmelzen Nr. 17 und 18 fehlt einmal der mittlere, das andere Mal der eutektische Haltepunkt. Es läßt sich infolgedessen der Verlauf des gestrichelten Kurvenastes q von 2,4 % P zu höheren P-Gehalten nicht mit Sicherheit festlegen.

den sog. Sattelkurven, in denen sich die Flächen 𝔓 scheiden. Diese Raumkurven gehen von den eutektischen bzw. Übergangspunkten der binären Systeme aus, endigen im ternären eutektischen Punkt E auf der eutektischen Ebene 𝔈 und verlaufen auf den Regelflächen 𝔔. Die Punkte R müssen daher in den Schnittdiagrammen auf den Kurvenästen q liegen und lassen sich infolgedessen mit hinreichender Genauigkeit bestimmen. Aus der Lage der Punkte R läßt sich der Verlauf und der Abfall der Raumkurven zum ternären eutektischen Punkt hin verfolgen. Das ternäre Eutektikum ergibt sich hierbei zu 80,7 % Cu, 4,5 % P, 14,8 % Sn mit dem Schmelzpunkt 628° C.

Abb. 8 zeigt das so gewonnene Schaubild des technisch wichtigen Bereichs im System Kupfer-Phosphor-Zinn. Die Raumkurve r_1 verläuft vom

[11]) Diese Kurvenäste sind in den Abb. 3—7 der Schnittdiagramme nur soweit eingezeichnet, als ihr Verlauf mit Sicherheit feststeht.



ternären eutektischen Punkt E zum eutektischen Punkt A des binären Systems Kupfer-Phosphor; die Raumkurve r_3 verläuft vom ternären eutektischen Punkt E zum Endpunkt B der peritektischen Horizontalen AB im binären System Kupfer-Zinn [bei 25 % Sn (s. Abb. 2)]. — Im ternären eutektischen Punkt E muß als dritte Raumkurve diejenige endigen, die von dem eutektischen Punkt des binären Systems Zinn-Phosphor ausgeht. Die Feststellung ihres Verlaufs führt in die technisch nicht mehr interessanten Bereiche des Systems Kupfer-Phosphor-Zinn und würde Legierungen mit hohem Phosphorgehalt erforderlich machen, die wir, nachdem uns durch das freundliche Entgegenkommen von Dr. Hochheim und der Direktion der Badischen Anilinfabrik, Ludwigshafen, Argon zur Verfügung gestellt wurde, — das im Physikalischen Institut Würzburg nur für rein physikalische Zwecke verwendet werden darf, — unter Argondruck vornehmen werden.

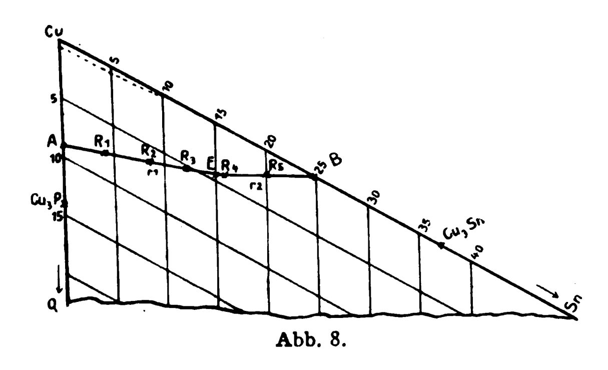


Abb. 8.

Als Hauptergebnis der vorliegenden Arbeit ergibt sich mithin die Bestätigung der von dem einen von uns schon mehrfach geäußerten Auffassung, daß der Phosphor auch in den handelsüblichen Phosphorbronzen vor allem den Lagerbronzen nicht nur als Desoxydationsmittel, sondern als Aufbauelement des Feingefüges sei es im Eutektikum, sei es im Mischkristall eine wichtige Rolle spielt. Hierüber werden die Ergebnisse der optischen Untersuchung weitere Aufschlüsse bringen, über die wir in Kürze berichten werden.

Die Untersuchung wurde gefördert durch Hergabe von Elektrolytkupfer und Phosphorkupfer durch die Direktion der Siemens-Schuckertwerke G. m. b. H. in Nürnberg und die Herren Oberingenieure Heumann und Lührs und die Beschaffung eines Präzisionswiderstandes, dessen Kosten aus Mitteln der Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften an der Universität Würzburg bestritten wurden, die wir der Vermittlung seiner Magnifizenz des Rektors der Universität Würzburg, Herrn Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. A. Chroust verdanken. Allen Spendern sei an dieser Stelle herzlichst gedankt.

Zusammenfassung.

Es wurde das ternäre System Kupfer-Phosphor-Zinn in dem technisch wichtigen Bereich thermisch untersucht. Dabei ergibt sich als wichtigstes Resultat:

1. Es tritt ein ternäres Eutektikum von der Zusammensetzung 80,7 % Cu, 4,5 % P, 14,8 % Sn und dem Schmelzpunkt 628° C auf.

2. Es treten deutliche Mischkristallgrenzen auf, deren genaue Lage wegen der bekannten Seigerungserscheinungen der Kupfer-Zinn-Legierungen im allgemeinen durch Röntgenstrahluntersuchungen und elektrische Leitfähigkeitsmessungen ermittelt werden wird.

Mitteilungen aus Technik und Industrie.

Gewinn aus Kohle.

Einem Vortrag von Direktor Loebinger im Sitzungssaal der AEG über „Gewinn aus Kohle" entnehmen wir folgendes:

Die Belastung unserer Wirtschaft verlangt intensivste Ausnützung unserer Bodenschätze, insbesondere der Kohle, bei möglichst günstiger Handelsbilanz, d. h. Verbilligung der Gewinnung einerseits und weitgehende Veredlung der Rohstoffe andererseits.

Verbilligung der Kohlengewinnung läßt sich bei Steinkohle nicht ohne weiteres erreichen, wohl aber bei der im Tagebau gewinnbaren Braunkohle, bei der weitestgehende Mechanisierung des Betriebes möglich ist. Die Kosten für die Gewinnung einer bestimmten Wärmemenge aus Steinkohle betragen für den Kohleerzeuger etwa dreimal so viel wie bei Braunkohle. Infolge gleicher Frachtbehandlung kehrt sich das Bild jedoch bei längeren Transportwegen vollständig um. Der Aktionsradius der Rohbraunkohle gegenüber der Steinkohle beträgt nur etwa 100 km; erweitert sich beim Braunkohlenbrikett auf etwa 140 km.

Ganz anders wird das Bild bei Anwendung der Tieftemperaturschwelung auf die Braunkohle. Der bei diesem Verfahren gewonnene, der Steinkohle fast gleichwertige Halbkoks ist ein ganz hervorragendes Feuerungsmittel für die immer mehr in Betrieb kommenden Staubfeuerungen. Die Verwendung von Braunkohlenhalbkoks ist beispielsweise gegenüber der Ruhr-Steinkohle noch weit jenseits der halben Grubenentfernung wirtschaftlich.

Das Wesen der Tieftemperaturschwelung besteht darin, die Kohle auf etwa 500° zu erhitzen und dabei größtmögliche Teermengen zu gewinnen, die in besonderen Anlagen weiter verarbeitet werden. Dabei sind zwei verschiedene Wege zu unterscheiden:



Bei dem einen werden heiße, sauerstoffreie Gase mit der Kohle in Berührung gebracht, bei dem anderen wird die Kohle durch Heizflächen hindurch geheizt. Die hauptsächlichsten Vertreter des ersten Verfahrens sind die Öfen der Allgemeinen Vergasungsgesellschaft, der Lurgi sowie von Seidenschnur und Limberg. Dieses Verfahren hat den Nachteil, daß die anfallenden Gase erheblich verdünnt werden, so daß die Gewinnung des Teerbenzins und eines hochwertigen Gases sehr erschwert ist.

Diese Nachteile werden bei dem zweiten Verfahren, der Erhitzung der Kohle durch Heizflächen, hingegen vermieden. Der Vortragende führte im Lichtbild die verschiedenen modernen Bauarten von Schwelöfen mit Heizflächenbeheizung vor (Thyssen, Fellner & Ziegler, Kohlenscheidungsgesellschaft, Bamag-Meguin). Auch diese Konstruktionen entsprechen noch nicht dem Ideal des modernen Schwelofens, der höchsten Durchsatz mit der Erzielung des Maximums an staub- und wasserfreiem Teer ermöglichen soll. Einen bemerkenswerten Fortschritt auf diesem Wege bedeutet der lotrechte Drehofen der Kohlenveredlung G. m. b. H., einer unter Führung der AEG gegründeten Studiengesellschaft, deren Vorstand, Ingenieur Geissen, der Erfinder des lotrechten Drehofens ist. Der Vortragende zeigte die Vorteile des neuen Verfahrens: Zersetzung der Teerdämpfe ist vermieden, der Teer wird in theoretischer Ausbeute staub- und wasserfrei gewonnen. Kraft-, Personal- und Wärmebedarf sowie Anlagekosten sind gering. Der unterteilte Gasabzug ermöglicht, aus minderwertigen Brennstoffen, z. B. aus der Braunkohle, ein hochwertiges Gas für Fernübertragung zu gewinnen.

Bei dem in der letzten Zeit viel besprochenen Verfahren der direkten Umsetzung von Kohle in Öl, dem Hydrierungsverfahren, ist es wohl möglich, aus einem bestimmten Quantum durchgesetzter Kohle etwa 40 bis 50% Rohöl zu gewinnen, aber bei Berücksichtigung des Kohlenverbrauches für die Beheizung der Anlage und für die Krafterzeugung ist nur noch mit einer Ölausbeute von etwa 25 bis 30% zu rechnen. Anlagekapital und Betriebskosten werden jedoch so hoch, daß vorläufig noch keine Wirtschaftlichkeit der direkten Gewinnung von Öl aus Kohle erkennbar ist. Die Gestehungskosten für die Tonne Rohöl nach dem Hydrierungsverfahren sind etwa 15 mal so hoch, wie die des Schwelteers.

Bei einer Großschwelanlage nach der Bauart der Kohlenveredlung G. m. b. H. kann auf dem Wege der Schwelung der aus der Kohle erzielbare Reingewinn auf über 400% gegenüber direktem Rohkohlenverkauf gesteigert werden im Gegensatz zur Brikettfabrikation, die keinerlei Vorteile bringt. Dabei können aus der gleichen Kohlenmenge fast 50% mehr Energie gewonnen werden, als bei direkter Verbrennung der Rohbraunkohle. Besondere Bedeutung gewinnt die Stromerzeugung auf dem Weg über die Schwelerei für die auf der Braunkohle errichteten Großkraftwerke, die dadurch ihre Stromgestehungskosten ganz erheblich verbilligen können.

Im letzten Jahre betrug der Wert der Öleinfuhr nach Deutschland 286 Millionen Mark; sie ist in ständigem Wachsen begriffen. Dieser Passivposten der deutschen Handelsbilanz kann durch die geschilderte Veredelung der Kohle vollständig ausgemerzt werden, und gleichzeitig ist durch bessere Wärmewirtschaft und Ersparnis an Frachtkosten die Ersparung erheblicher Werte für die Volkswirtschaft möglich. Leider erschwert der herrschende Kapitalmangel die Durchführung so großzügiger Projekte. Deswegen müßte staatliche Initiative mit der Errichtung von Anlagen oder mit der Unterstützung schwebender Pläne vorangehen.

Eingegangene Sonderabdrücke und Zeitschriften.

(Besprechung findet nicht statt.)

Bulletin of the Institute of Practical Geophysics of the Supreme Couneil of Publie Economy. No. 1—1925. Leningrad, M. S. S. R. 281 S.

Communications from the Physical Laboratory of the University of Leiden. Commeneed by H. Kamerlingh Onnes, continued by W. H. Keefom & W. J. de Haas. No 170, No. 171, No. 172, No. 175. Supplement No. 49/53. Eduard Ijdo, Leiden.

Die Antenne. Heft 5, 6/7, 9. 1925. Herausgegeben v. d. Dr. Erich F. Huth G. m. b. H., Berlin SW. 48.

Milling Cutters. Simplofied Practice Recommendation No. 36. Issued by the Bureau of Standards. 25 S. Government Printing Office, Washington. 1925. $ 0.05.

Muller, Henri. Interprétation des Phénomènes Electriques. Le Courant électrique. 16 S. Imprimerie van Linthout, Louvain 1925.

Publicacioni del Corpo Sosegnante della R. Senola D'Ingegneria di Pisa. No. 1/7. Arti Grafiske Cav. F. Mariotti, Pisa, Settembre/Dicembre 1924.

Scientific Papers of the Bureau of Standards, Vol. 20. Government Printing office, Washington 1925.

No. 503. N. S. Osborne, H. F. Stimson & T. S. Sligh, jr. A. Flow Colorimeter for Specifie Heats of Gases. 32 S. $ 0.20.

No. 506. E. Bueningham. Theory and Interpretation of Experiments on the Transmission of Sound through Partition Walls. 26 S. $ 0.10.

No. 508. Ph. P. Quayle. Sharsc. Photography and its Application to Some Problems in Ballisties. 40 S. $ 0.20.

Shibusawa, M. A Description of the Damages Done by the Great Earthquaxe of Sept. 1, 1923 to the Electrical Installations in Japan. Japanese Electrotechnocal Comittee, No. 21. Mitsubishi Building, Marunouchi, Tokyo. April 1925. 51 S. u. 66 Taf.

The Selected Papers from the Journal of the Institute of Electrical Engineers of Japan No. 1/6. Published by the Institute of Electrical Engineers of Japan. No. 21. Mitsubishi Building, Marunouchi, Tokyo. October/December 1924.

Personalnachrichten.

Berlin. Zum Vorsitzenden des Berliner Kältevereins (Bezirksverein des Deutschen Kältevereins) wurde Oberregierungsrat Prof. Dr. F. Henning von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt gewählt.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin W. 9, Linkstraße 33/34, 2 Treppen rechts. Telephon Lützow 1050.

Die Bürostunden sind: Montag bis Freitag von 9—4 Uhr, Sonnabends von 9—1 Uhr.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Prof. Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:

Herr Dr.-Ing. Ludwig Müller, Brünn, Karafiatgasse 2.
Herr Oskar Summa, München, Theresienstraße 71 II.

Seitens des Herrn Prof. Dr. E. Gehrcke, Berlin-Lichterfelde 1:

Herr Ing. Otto Scheller, Berlin-Lichterfelde, Albrechtstraße 12.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Dr. A. Esau, Berlin SW. 61, Waterlowufer 17 III, jetzt Jena, Sophienstraße 1.
Herr Dipl.-Ing. Kurt Fleischmann, Mannheim U. 6/4 III, jetzt Mannheim-Freudenheim, Ilvesheimerstraße 7.
Herr Prof. Dr. R. Glocker, Stuttgart, Kriegsbergerstr. 13, jetzt Sattlerstraße 35.
Herr Dr. Hans von Helms, Göttingen, Eichenweg 28, jetzt Schiffbeck-Hamburg, Hamburgerstraße 69.
Herr Obering. Kotthaus, Jena, Berghoffsweg 6, jetzt Jena, Reuterstraße 59.
Herr Dr. K. F. Meyer, Vetschau N.-L., Weissagkerweg, jetzt Berlin-Spandau, Klosterstraße 5.
Herr Erhard Krebs, München, Auenstraße 60 I, jetzt Augsburg, Thelottstraße 2 II.
Herr Prof. Dr. Pistor, Jena, Haeckelplatz 6, jetzt Carl Zeiss-Platz 12.
Herr Prof. Dr. R. Straubel, Jena, Botzstraße 10, jetzt Jena, Beethovenstraße 1.
Herr Obering. Dr. Hans Zöllich, Charlottenburg, Spandauer Berg 6, jetzt Berlinerstraße 77 III, bei Gitt.

Der 1. Vorsitzende: Prof. Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Jena.

Jahresbericht.

Im Jahre 1925 wurden — zum Teil gemeinsam mit der medizinisch-naturwissenschaftlichen Gesellschaft — folgende Vorträge gehalten:

a) Prof. Dr. Busch: „Über die physikalischen Grundlagen des Flettnerschen Rotorschiffes".
b) Prof. Dr. Siedentopf: „Über das mikroskopische Auflösungsvermögen".
c) Prof. Dr. Joos: „Die Untersuchung des äußersten ultravioletten Spektrums und ihre Bedeutung für die Atomforschung".
d) Prof. Dr. Joos: „Eine neue Wendung im Kampfe um die Relativitätstheorie".
e) Prof. Dr. Esau: „Telegraphie und Telephonie mit und ohne Draht".

Ergebnis der Vorstandswahl für 1926:

1. Vorsitzender: Prof. Dr. Esau, Jena,
2. Vorsitzender: Dr. Ehlers, Jena,
1. Schriftführer: Fertsch, Jena,
2. Schriftführer: Dr. Löwe, Jena,
Schatzmeister: Dr. Klemm, Jena,
Beisitzer: Dr. Weicker, Hermsdorf.

gez. Fertsch, 1. Schriftführer.

Ortsgruppe Rheinland-Westfalen.

Sitzung des Gauvereins Rheinland-Westfalen der Deutschen Gesellschaft für technische Physik (gemeinsam mit der Deutschen Physikalischen Gesellschaft) in Bonn am Sonnabend, den 28. November 1925 im großen Hörsaale des Physikalischen Instituts.

Die Versammlung war besucht von etwa 60 Teilnehmern. Der bisherige Vorstand der Ortsgruppe wurde wiedergewählt. Einige in Westfalen wohnende Mitglieder hatten den Wunsch ausgesprochen, in die Ortsgruppe aufgenommen zu werden. Die Ortsgruppe Rheinland wurde danach erweitert zu einer Ortsgruppe Rheinland-Westfalen. Als Beirat wurde Herr Professor Kratzer, Münster, in den Vorstand aufgenommen. Der Vorstand der Ortsgruppe setzt sich demnach aus folgenden Herren zusammen:

Dr. Alfred Schmidt, Köln, Vorsitzender,
Prof. Dr. Pflüger, Bonn,
Prof. Dr. Rogowski, Aachen,
Prof. Dr. Rinkel, Köln,
Prof. Dr. Kratzer, Münster,
Dr. Vieth, Köln, Schriftführer.

Als Vertreter für den Hauptvorstand wurde Herr Dr. Alfred Schmidt, Köln, gewählt, als sein Stellvertreter Herr Prof. Rogowski, Aachen.

Dann wurden die nachfolgend verzeichneten Vorträge gehalten:

1. Dr. Frerichs: a) Über das negative Sauerstoffbandenspektrum. b) Eine neue Methode zur Photometrie im Ultraviolett.
2. Dr. Leven: Vorführung der neuen kleinen Diffusionspumpe und der neuen Kapselpumpe nach Gaede.
3. Dr. Mecke und Dr. Lambertz: Vorlesungsversuche mit Glimmlampen.
4. Professor Dr. Seitz: Über die Asymmetrie der Entladung von Röntgenelektronen.
5. Herr Sewig: Intensitätsverlauf in Bandenspektren.
6. Herr Wilhelmy: Zeemaneffekt am Wolfram.

Dr. Alfred Schmidt, Vorsitzender.
Dr. Vieth, Schriftführer.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1926 Siebenter Jahrgang Nr. 2

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Die physikalischen Grundlagen der elektrischen Gasreinigung.

Von R. Seeliger.

(Hierzu Tafel X und XI.)

Inhalt: Einleitung. — I. Die Möglichkeiten einer elektrischen Gasreinigung. — II. Die elektrischen Triebkräfte auf suspendierte Teilchen. — III. Die Bewegung der Teilchen durch das Gas. — IV. Die Korona. — V. Die Aufladung der Teilchen. — VI. Theorie der Elektrofilterung. — VII. Literaturverzeichnis.

Einleitung.

Die Aufgabe, Gase von suspendierten festen oder flüssigen Teilchen zu reinigen, spielt in vielen Industriezweigen eine wichtige Rolle. Entsprechend vielseitig sind die speziellen Zwecke, die dabei verfolgt werden und entsprechend mannigfach ist die Art und Größe der auszuscheidenden Fremdkörper und die Natur der zu reinigenden Gase. Teils handelt es sich lediglich darum, die Umgebung industrieller Anlagen von den lästigen Verunreinigungen der Atmosphäre zu befreien (z. B. bei der Entfernung von Flugasche und Rauchteilchen aus Schornsteingasen oder der Reinigung der Abgase mancher chemischer Betriebe), teils ist das gereinigte Gas selbst das erstrebte Produkt des Reinigungsprozesses (z. B. bei der Reinigung der Hochofengichtgase), während in anderen Fällen gerade die ausgeschiedenen Verunreinigungen interessieren (z. B. in den Abgasen von Metallhütten) oder mehrere der eben genannten Zwecke zu gleicher Zeit verfolgt werden (z. B. bei der Entstaubung der Brüden von Braunkohlenbrikettfabriken oder der Ventilationsluft von Kohlenmühlen). Die Größe der Teilchen schwankt von der makroskopischer sichtbarer Stücke bis zu ultramikroskopischer, kolloidaler Feinheit, die Temperatur der Gase von Zimmertemperatur oder darunter bis hinauf zu über 1000° C und ihre chemische Natur umfaßt die ganze Skala von ungefährlichen, chemisch trägen Gasen bis hinauf zu explosiblen oder ätzenden Gemischen. Demgemäß sind im Laufe der Zeit die verschiedensten Verfahren der Gasreinigung ausgebildet worden; Filterung mit Sieben und Netzen, Auswaschung, Benutzung zentrifugaler Schleuderwirkungen und dgl. haben hier Anwendung gefunden und haben sich, den speziellen Zwecken jeweils angepaßt, gut bewährt. Schon seit langem aber hat man neben diesen mechanischen Verfahren versucht, auf elektrischem Weg die Reinigung der Gase vorzunehmen. Der Gedanke selbst reicht bereits ziemlich genau 100 Jahre zurück, die Versuche zu seiner Umsetzung in die Praxis sind etwa 40 Jahre alt und führten schon vor etwa 15 Jahren zu ernst zu nehmenden Erfolgen. Aber erst in den letzten Jahren ist das Verfahren der „Elektrofilterung" so weit durchgebildet und anpassungsfähig ausgestaltet worden und sind in stetig steigender Zahl Elektrofilteranlagen von solcher Leistungsfähigkeit in Betrieb genommen worden, daß man nun nicht mehr nur von gelegentlichen interessanten und originellen Versuchen und von einer wirtschaftlich kaum ernst zu nehmenden Konkurrenz der mechanischen Reinigungsmethoden sprechen kann. Es handelt sich hier heute vielmehr um ein technisch wohl durchgebildetes Verfahren, das schon sehr weitgehend allen Ansprüchen gewachsen ist und dem vor allem dank mannigfacher Vorzüge wirtschaftlicher und technischer Natur die beste Prognose für die Zukunft gestellt werden kann. Deshalb ist es eigentlich verwunderlich, daß über die Wirkungsweise dieser elektrischen Filter noch immer viel Unklarheit besteht. Die physikalischen Vorgänge, die dem elektrischen Reinigungsverfahren zugrunde liegen, sind allerdings nicht ganz einfach und zu ihrem Verständnis sind weitgehende Spezialkenntnisse erforderlich, es sind aber nicht so sehr Einzelheiten physikalischer oder konstruktiver Natur als gerade die prinzipiellen Grundfragen selbst, die noch nicht hinreichend bekannt sind.

Der im folgenden unternommene Versuch, die physikalischen Grundlagen der elektrischen Gasreinigung darzustellen, möge deshalb nicht als eine

lediglich theoretisierende Behandlung praktisch unwichtiger Dinge angesehen werden. Es ist jedoch nützlich, sich von vornherein darüber klar zu sein, in welchem Umfang insbesondere eine quantitative Theorie der Elektrofilterung möglich ist. Wer ein Elektrofilter im praktischen Betrieb gesehen hat und wer sich überhaupt Gedanken gemacht hat über alles das, was in einem solchen Elektrofilter vorgeht, wird die Anforderungen an eine theoretische Behandlung des Gegenstandes von vornherein nicht zu hoch spannen. Vorgänge, die den verschiedensten Teilen der Physik angehören (Gasentladungsfragen, hydrodynamische und mechanische Probleme) und die zum Teil noch recht wenig bekannt sind (z. B. kapillar- und kolloidchemische Prozesse, molekulare Haftkräfte und dgl.) sind zu erfassen, mathematische Schwierigkeiten (z. B. bei der Berechnung des Feldes von Gitterelektroden) treten auf und nicht zuletzt spielen Dinge eine Rolle (wie z. B. die Turbulenz der Gasströmung, der Einfluß ganz unregelmäßiger Gestalt der suspendierten Teilchen auf die Trieb- und Widerstandskräfte), die sich wohl überhaupt nicht in ein quantitatives Schema zwängen lassen. Man wird also einen Erfolg von dem Versuch einer physikalischen Theorie erwarten können nur in dem Umfang, wie eine idealisierte Darstellung der wirklichen Verhältnisse in größenordnungsmäßiger Näherung berechtigt ist. Zum Teil wird man aber auch bereits in der Formulierung der richtigen Problemstellungen und in einer prinzipiellen Klarlegung der ganzen Situation schon eine nützliche Arbeit sehen müssen.

I. Die Möglichkeiten einer elektrischen Gasreinigung.

Wenn man Fremdteilchen aus einem Gas entfernen will, so kann man dies offenbar nur dadurch erreichen, daß man auf diese Teilchen Kräfte einwirken läßt, die sie in geeigneter Richtung, etwa an Abscheideflächen hin, bewegen, von denen sie dann abgesammelt werden können; wie diese Absammlung geschieht (durch Schütteln, Bürsten und dgl.), ist eine prinzipiell bedeutungslose, wenn auch praktisch sehr wichtige und unter Umständen schwierige Aufgabe. Jedenfalls aber muß die erzwungene Bewegung der Teilchen aus praktischen Gründen mit genügend großer Geschwindigkeit vor sich gehen, die z. B. insbesondere bei der Filterung strömender Gase vergleichbar sein muß mit der Strömungsgeschwindigkeit dieser Gase; d. h. also, es müssen die treibenden Kräfte genügend groß sein. Die verschiedenen Möglichkeiten der Gasreinigung lassen sich demgemäß am besten übersehen und in ein systematisches Schema bringen durch Betrachtung der verschiedenen Arten solcher Triebkräfte. Beschränken wir uns auf die elektrischen Methoden, so finden wir vier derartige Möglichkeiten, nämlich zwei, in denen unmittelbar elektrische Triebkräfte wirken und zwei, in denen nur mittelbar elektrische Effekte sich auswirken. Außerdem sind natürlich Kombinationen dieser Möglichkeiten denkbar und es ist sogar eine wichtige, in den praktischen Fällen aber meist recht schwer zu beantwortende Frage, welche dieser vier Effekte nun die Hauptrolle spielen.

Von unmittelbaren Kraftwirkungen elektrischer Natur auf die in einem Gas suspendierten Teilchen sind aus der allgemeinen Elektrostatik zwei bekannt, die wir kurz als die „Coulombsche" und als die „Gradientkraft" bezeichnen wollen. Die Coulombsche Kraft ist die Triebkraft, die auf eine wahre Ladung in einem elektrischen Feld wirkt; mit Gradientkraft bezeichnen wir die Kraft, die auf ein ungeladenes Teilchen — mag es nun leitend oder nicht leitend sein — in einem elektrischen Feld und zwar nur in einem inhomogenen, d. h. räumlich nicht konstanten Feld wirkt und die dadurch zustande kommt, daß durch Influenz oder durch dielektrische Polarisation in den Teilchen eine Trennung von wahren oder freien Ladungen stattfindet und auf die Teilladungen in dem inhomogenen Feld nun verschieden starke Kräfte nach den entgegengesetzten Richtungen hin wirken. Wir werden auf diese beiden Kräfte im nächsten Abschnitt noch ausführlich eingehen.

Daneben sind wie bereits angedeutet noch zwei mittelbare Effekte elektrischer Natur denkbar, die bereits hier und kürzer besprochen werden sollen, da sie in den Elektrofiltern wahrscheinlich eine nur untergeordnete Rolle spielen. Wir wollen sie kurz bezeichnen als die „Mitschleppung durch den elektrischen Wind" und als den „Zusammenballungseffekt".

a) Der Ionenwind. Wenn ein ionisiertes Gas unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes steht, bewegen sich die Ionen durch das Gas mit Geschwindigkeiten, die für nicht zu hohe Feldstärken diesen proportional sind, für größere Feldstärken von der Größenordnung einiger tausend Volt/cm aufwärts jedoch mit der Feldstärke schneller als der Proportionalität entsprechend zunehmen. Diese überproportionale Zunahme der Wanderungsgeschwindigkeit ist theoretisch verständlich durch die Annahme, daß in starken Feldern die normalen Ionen in kleinere und deshalb leichter bewegliche Gebilde zerfallen, sie ist aber experimentell zwar nachgewiesen, jedoch quantitativ noch wenig untersucht. Aber auch wenn wir diese Abweichungen von der Proportionalität unberücksichtigt lassen und einfach aus den bei schwachen Feldern gemessenen Wanderungsgeschwindigkeiten linear extrapolieren, kommen wir für die starken Felder, mit denen man es in den Elektrofiltern zu tun hat, zu recht beträchtlichen Geschwindigkeitswerten. Zur Veranschaulichung möge etwa die folgende

Tabelle dienen, die einige Mittelwerte von Wanderungsgeschwindigkeiten in m/sek. in einem Feld von 1 KV/cm enthält und nach dem eben Gesagten also mindestens untere Grenzwerte liefert.

Benzol	Schwefeldioxyd	Ammoniak	Kohlensäure	Chlor	Salzsäure	Luft	Wasserstoff
2	4	7	9	10	12	15	70

Die Zahlen beziehen sich auf trockene Gase; in feuchten Gasen sind die Werte fast stets kleiner, jedoch sind die Unterschiede nicht groß und überschreiten fast in keinem Gas etwa 20%. Daß die Ionen sich unter dem Einfluß der Feldkraft nicht beschleunigt, sondern mit konstanter Geschwindigkeit durch das Gas bewegen, hat seinen Grund darin, daß sie im Gas einen Reibungswiderstand erfahren, der mit der Geschwindigkeit rasch so lange zunimmt, bis sich ein stationärer Endzustand einstellt, in dem die vom Feld an dem Ion auf der Wegeinheit geleistete Arbeit gleich ist dem Energieverlust des Ions durch Reibung. Es wird also Bewegungsgröße vom Ion auf das Gas übertragen und es entstehen so Strömungen im Gas. Sind gleichviel Ionen eines jeden Ladungsvorzeichens in dem Gas vorhanden, so heben sich die von den positiven und negativen Ionen herrührenden Strömungen allerdings fast vollständig gegenseitig auf. Anders liegen die Dinge aber, wenn die Ionen der einen Art überwiegen oder allein vorhanden sind, wie dies gerade in Elektrofiltern der Fall ist. Dann bewegen sich Ionen ganz oder vorzugsweise nach einer Richtung und erzeugen eine einseitig gerichtete Strömung. Es wäre nun aber nicht richtig, aus den oben angegebenen recht großen Werten für die Wanderungsgeschwindigkeit der Ionen auf eine ebenso große Geschwindigkeit dieser Gasströmung — die wir als Ionenwind bezeichnen — zu schließen. Die Übertragung der Ionenenergie auf die Gasmoleküle ist nämlich ein recht unökonomischer Vorgang, bei dem ein großer Teil jener Energie nicht in gerichtete, sondern in ungerichtete Bewegung der Gasmoleküle umgewandelt, d. h. zur Erwärmung des Gases verwendet wird. Aus den bisher vorliegenden theoretischen und experimentellen Untersuchungen über den Ionenwind[1]) kann man entnehmen, daß die tatsächliche Geschwindigkeit der von den Ionen mitgerissenen Luftteilchen nur ein kleiner Bruchteil (einige Prozent) der Geschwindigkeit der Ionen selbst ist und ferner, daß auch die Zahl der Luftteilchen, die sich gerichtet bewegen, nur sehr klein ist. Nur in der nächsten Umgebung z. B. spitzenförmiger Elektroden wird man einen Gasstrom von merklicher Intensität und dementsprechend eine „Gebläsewirkung" auf die suspendierten Teilchen erwarten können; denn schon in einer Entfernung von wenigen Zentimetern von einer solchen Spitze haben sich die Strömungslinien im Gas nach allen Seiten fächerförmig verteilt und es werden bei den in den Elektrofiltern tatsächlich vorkommenden Entfernungen zwischen solchen Spitzenelektroden und den Auffangeflächen an diesen wohl kaum in Betracht kommende Effekte mehr auftreten. Dazu dürfte wohl noch der folgende Grund kommen, der gegen eine merkliche Mitwirkung des Ionenwindes beim Filterprozeß spricht. Auch wenn von ausgezeichneten und günstig gelegenen Stellen im Elektrofilter kräftige Spitzenentladungen mit starker Gebläsewirkung ausgehen, wären diese doch strahlenartig lokalisiert und es würden deshalb die suspendierten Teilchen nur einen Bruchteil der Zeit, die sie im ganzen im Filter verweilen, der Wirkung solcher Gebläsestrahlen ausgesetzt sein. Allerdings kann man unter geeigneten Versuchsbedingungen[2]) in einem ruhenden Gas an Auffangeflächen, die einer Spitzenelektrode gegenüberstehen, recht scharf begrenzte Niederschläge suspendierter Teilchen erhalten, hat diese aber nur zum Teil der Gebläsewirkung des Ionenwindes, zum andern Teil auch der Mitwirkung elektrischer Triebkräfte auf die geladenen Teilchen zuzuschreiben. Wenn nun auch alle diese allgemeinen Überlegungen also dazu führen, dem Ionenwind eine nur untergeordnete Rolle zuzusprechen, so werden immerhin nur eingehende Versuche — und zwar Versuche unter den in den Elektrofiltern wirklich vorliegenden Betriebsbedingungen — eine quantitative Beantwortung der Fragen ermöglichen, um die es sich hier handelt. Nach einigen im Elektrofilterlaboratorium der S. S. W. bereits durchgeführten orientierenden direkten Messungen der Windgeschwindigkeit mit Pitotrohr zu schließen, ist die Geschwindigkeit des Ionenwindes aber tatsächlich sehr klein. In einem Netzfilter z. B. ergaben sich unter normalen Bedingungen nur dicht an der Sprühelektrode (nämlich bis zu einem Abstand von 1 cm von derselben) Windgeschwindigkeiten bis zu höchstens etwa 1 m/sek., schon in einigen cm Entfernung aber nur noch solche von einigen cm/sek. und in noch größeren Entfernungen überhaupt keine meßbaren Werte mehr.

b) Der Zusammenballungseffekt. Der zweite der mittelbaren Effekte beruht darauf, daß bei einer elektrischen Aufladung der suspendierten Teilchen diese sich zu größeren Komplexen zu-

[1]) V. F. Hess, Sitzber. Akad. Wien **128** (1919), 1029; **129** (1920), 565.

[2]) J. Stark u. W. Friedrichs, Wiss. Veröfftl. d. Siemenskz. **2** (1922), 208; W. Deutsch, Ann. d. Phys. **76** (1925), 729.

sammenballen. Die Bedingungen dazu sind vermutlich am günstigsten, wenn die Teilchen teils positiv und teils negativ aufgeladen werden, so daß sie sich infolge ihrer gegenseitigen Anziehung vereinigen, ähnlich wie sich bei dem Vorgang der Wiedervereinigung die Gasionen zu neutralen Gebilden vereinigen und zwar in sehr viel größerer Zahl als dies ohne die Mitwirkung der anziehenden Kräfte nur infolge der gaskinetischen Zusammenstöße der Fall wäre.[3]) Eine Zusammenballung kann aber auch stattfinden, wenn ein Teil der Fremdkörper unipolar aufgeladen wird, ein Teil ungeladen bleibt. Denn dann wird auf die ungeladenen Teilchen seitens der geladenen die bereits genannte Gradientkraft wirken, da das Feld der geladenen Teilchen inhomogen ist. Wie man sich den Vorgang der Zusammenballung im einzelnen vorzustellen hat, ist genauer schwer anzugeben. Haftkräfte rein mechanischer Art infolge der unregelmäßigen Gestalt der Teilchen, kapillare Oberflächenkräfte und dgl. mögen hier mitspielen und die Komplexe weiterhin zusammenhalten. Mit der Zusammenballung ist aber natürlich nur der erste Teil des vollständigen Filterprozesses erledigt, denn es müssen nun diese größeren Teilchen ihrerseits aus dem Gas entfernt werden. In den modernen Filteranlagen spielen auch hierbei elektrische Triebkräfte eine Rolle und der Zusammenballungseffekt ist demgemäß überhaupt entbehrlich. Es ist aber bemerkenswert, daß auch der reine Zusammenballungseffekt allein ohne Mitwirkung elektrischer Triebkräfte zu einer Ausfilterung benutzt werden kann; in der historischen Entwicklung war es sogar gerade dieser Effekt, der zuerst beobachtet und benutzt worden ist. Rein theoretisch reinigt sich ein ruhendes Gas von selbst von suspendierten Teilchen dadurch, daß diese ihrer eigenen Schwere folgend herabsinken und sich am Boden des Filtergefäßes absetzen. Die Zeiten, die dazu erforderlich sind, sind aber für kleine Teilchen sehr groß und die Methode wird naturgemäß überhaupt nahezu unbrauchbar, wenn es sich um strömende Gase handelt. Die Sachlage wird aber um so günstiger, je größer die suspendierten Teilchen sind, da mit zunehmender Teilchengröße die Absinkegeschwindigkeit zunimmt; und hierauf beruht letzten Endes die Wirksamkeit der künstlichen Zusammenballung. Auf die Bewegung der Teilchen durch das Gas werden wir in Abschnitt III noch ausführlich zurückkommen. Hier interessiert uns vorläufig nur die tatsächliche Absinkegeschwindigkeit v (cm/sek.), die sich für (kleine) kugelförmige Teilchen nach der Formel berechnen läßt:

$$v = \frac{2}{9} \cdot \frac{R^2 g \cdot s}{\eta},$$

[3]) Vgl. etwa R. Seeliger, Graetz Hdb. d. Electr. u. d. Magn., Bd. III (1920) S. 372.

worin R der Teilchenradius in Zentimetern, s das spezifische Gewicht der Teilchensubstanz, g die Erdbeschleunigung und η der Reibungskoeffizient des Gases ist. Man findet daraus z. B. für Metallkügelchen ($s \sim 8$) und für Kügelchen aus mineralischen nichtmetallischen Substanzen ($s \cong 2{,}5$) die folgenden Werte (in Luft):

R	10^{-6}	10^{-4}	10^{-3}
$s = 2 \cdot 5$	$3 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-2}$	3
$s = 8$	10^{-5}	10^{-1}	10

Für größere Teilchen, für die die obige Formel wie wir später sehen werden nicht mehr gilt, werden die Absinkegeschwindigkeiten mit zunehmender Teilchengröße rasch größer und die Bewegung geht von einer mit konstanter Geschwindigkeit durchlaufenen bald über in eine im ganzen Filterraum beschleunigte. Sind die Teilchen nicht kugelförmig oder ist ihre Struktur schwammig oder flockig und dgl., so können andererseits die Sinkgeschwindigkeiten kleiner Teilchen noch wesentlich geringer sein als in der Tabelle angegeben ist. Wenn auch über die Größe und Form der durch Zusammenballung entstehenden Komplexe und darüber, wieweit sich alle, und zwar gerade die kleinsten Teilchen zusammenfinden, allgemein nichts auszusagen ist, dürften die obigen Zahlen immerhin einen Anhalt dafür geben, wie die Dinge liegen. Nur in ruhenden Gasen und nur wenn genügend Zeit zur Verfügung steht, wird also dem Zusammenballungseffekt praktische Bedeutung zukommen. Eine andere Frage hingegen ist, ob nicht diesem Effekt als einem der vielen in dem Elektrofilter zum Enderfolg zusammenwirkenden Faktoren eine gewisse Bedeutung zugeschrieben werden kann. Ohne hier bereits auf Einzelheiten einzugehen, können wir jedenfalls schon übersehen, daß er im Sinn einer Verschiebung der Konzentrationsverhältnisse der verschiedenen Teilchengrößen wirken muß und überall da von Einfluß sein kann, wo von der Teilchengröße abhängende selektive Filterwirkungen eine Rolle spielen. Und ferner erhebt sich hier anschließend nun die Frage, wie weit man ein Gas bezüglich seiner Filterbarkeit charakterisieren kann durch die Verteilung der Teilchengrößen, wie sie aus einer Untersuchung des Gases vor Eintritt in das Filter gewonnen werden.

II. Die elektrischen Triebkräfte auf suspendierte Teilchen.

Wir wollen uns in diesem Abschnitt nun etwas eingehender mit den beiden oben nur kurz erwähnten unmittelbaren Kraftwirkungen eines elektrischen Feldes auf die in einem Gas suspendierten materiellen Teilchen beschäftigen.

a) Die Coulombsche Kraft. An jedem Teilchen, auf dem wahre elektrische Ladungen sitzen, greift in einem elektrischen Feld eine mechanische Kraft an. Ist der Körper, wie wir dies hier voraussetzen können, hinreichend klein und ändert seine Gegenwart das ursprünglich vorhandene Feld nicht merklich, so ist diese Kraft einfach gegeben durch $\mathfrak{R}_c = e \cdot \mathfrak{E}$, wo e die Ladung des Körpers und $\mathfrak{E}$ die Feldstärke am Ort des Körpers ist. Die Kraft $\mathfrak{R}_c$ hat dieselbe Richtung wie die Feldkraft $\mathfrak{E}$ und hat, wenn man in der üblichen Weise die Richtung von $\mathfrak{E}$ positiv rechnet von den positiven nach den negativen Quellpunkten der Feldkraftlinien, dasselbe Richtungsvorzeichen wie das Vorzeichen der Ladung e. Für das folgende ist es praktisch, e zu messen in Vielfachen des elektrischen Elementarquantums $e_0 = 4{,}77 \cdot 10^{-10}$ st. E. und die Feldstärke $\mathfrak{E}$ in KV/cm. Wir erhalten dann, wenn $e = n e_0$ ist, die Kraft $\mathfrak{R}_c$ in Dyn. zu $1{,}66 \cdot 10^{-9}\, n \cdot \mathfrak{E}$. Zur Veranschaulichung ist es nützlich, diese Kraft zu vergleichen etwa mit dem Gewicht des Körpers. Nehmen wir der Einfachheit halber an, das Teilchen sei kugelförmig mit dem Radius R und habe das spezifische Gewicht s, so ist das Gewicht ebenfalls in Dyn. $G = 4{,}06 \cdot 10^3\, R^3 s$. Aus diesen beiden Ausdrücken für $\mathfrak{R}_c$ und G kann man unmittelbar die Kleinheit der elektrischen Triebkraft selbst für sehr große Werte von n erkennen; sie ist gleich dem Gewicht, wenn $0{,}41 \cdot 10^{-12} \cdot n \cdot \mathfrak{E}/s = R^3$ ist. Nehmen wir z. B. ein Teilchen aus Graphit ($s = 2{,}3$), auf dem 1000 Elementarladungen sitzen, so würde in einem Feld von 10 KV/cm erst für Teilchenradien kleiner als $1{,}2 \cdot 10^{-3}$ cm die elektrische Kraft die Schwere überwiegen.

b) Die Gradientkraft. Auch auf ungeladene Teilchen wirkt, und zwar gleichgültig, ob sie aus leitender oder isolierender Substanz bestehen, in einem elektrischen Feld eine Triebkraft, jedoch nur dann, wenn das Feld nicht räumlich konstant ist. Die Existenz und Richtung dieser Kraft kann man ohne jede Rechnung bereits aus einer einfachen Energiebetrachtung entnehmen. Die Teilchen müssen sich nämlich im Feld so einstellen, daß die Energie des ganzen elektrostatischen Systems möglichst klein wird, sie müssen also sich stets nach Stellen größter Feldkraft begeben und werden dies nur tun, wenn ihre Dielektrizitätskonstante von der des umgebenden Mediums abweicht. Nehmen wir zunächst wieder an, daß die Teilchen kugelförmig sind, so ergibt die tatsächliche Durchrechnung für die Gradientkraft den (angenäherten) Wert[4]):

$$|\mathfrak{R}_g| = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{R^3}{2} \cdot \operatorname{grad} \mathfrak{E}^2 . \qquad (1)$$

Die Richtung der Kraft ist also die von grad $\mathfrak{E}^2$, d. h. die Teilchen wandern jeweils auf kürzestem Weg nach den Orten größter Feldstärke hin. Die Größe der Kraft hängt im Gegensatz zu der Coulombschen Kraft ab von der Größe R der Teilchen. Außerdem hängt sie ab von der Dielektrizitätskonstante ε und nimmt, wie aus der Formel hervorgeht, mit dieser zu, da der Faktor $\varepsilon - 1/\varepsilon + 2$ von 0 bis 1 zunimmt, wenn die Dielektrizitätskonstante von 1 bis ∞ wächst. Einige ausgewählte Werte von ε sind in der folgenden Tabelle angegeben.

Paraffin Petroleum	Isolieröle	Asphalt	Quarz Schwefel	Gips	Porzellan	Kalkspath	Metalloxyde	Metalle
2	2—4	2—7	4	5	4—6	8	12—18	∞

Bemerkt sei dazu noch, daß die Dielektrizitätskonstante aller hier in Betracht kommenden Gase praktisch gleich 1 zu setzen ist und daß sie auch durch die eingelagerten festen oder flüssigen Teilchen nicht merklich vergrößert wird; dies letztere ist aus den bekannten Ansätzen für die Dielektrizitätskonstante von Mischkörpern leicht überschlagsweise zu berechnen.

Zur Veranschaulichung wollen wir den speziellen Fall eines Feldes betrachten, das um einen geladenen zylindrischen Draht sich ausbreitet; denn wir werden später sehen, daß diesem Falle für die Theorie der Elektrofilter besondere Bedeutung und recht weitgehende Anpassungsfähigkeit an die wirklichen Verhältnisse zukommt. Nehmen wir ferner zur Vereinfachung der Rechnung an, daß das Feld erzeugt wird zwischen einem solchen Draht (Radius r_0) und einem konzentrischen Zylindermantel (Radius R_0), zwischen denen die Spannungsdifferenz V liegt, so ist in der Entfernung r von der Drahtachse die Feldstärke gegeben durch:

$$\mathfrak{E}(r) = \frac{1}{r} \cdot \frac{V}{\ln R_0/r_0} \qquad (2)$$

und wir erhalten, wenn wie bisher V in KV und alle Lineradimensionen in Zentimetern gemessen werden, die Gradientkraft in Dyn.:

$$|\mathfrak{R}_g| = 11 \cdot \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot \left(\frac{V}{\ln R_0/r_0}\right)^2 \cdot R^3/r^3 . \qquad (3)$$

Wir haben der Einfachheit halber angenommen, daß die Teilchen Kugelgestalt haben und damit natürlich eine sicher nur sehr grobe Annäherung an die wirklichen Verhältnisse erreicht. Denn wie die mikroskopische Betrachtung zeigt, haben nur unter ganz speziellen Erzeugungsbedingungen die Teilchen angenähert Kugelform, in den meisten Fällen und insbesondere, wenn sie sich durch Zusammenballung bereits zu größeren Komplexen vereinigt haben, ganz unregelmäßige und häufig

[4]) M. Abraham, Theorie d. Elektrizität. (5. Aufl.), Bd. I, S. 143ff.

kantige oder zackige Gestalt. Für diese rechnerisch hier (und ebenso im nächsten Abschnitt) die Verhältnisse erfassen zu können, dürfte unmöglich sein. Zur Veranschaulichung können die in Abb. 1 (Taf. X) wiedergegebenen Beispiele von Mikrophotographien dienen, an die man sich auch später noch im Abschnitt III erinnern möge. Sie geben zwar wahrscheinlich, weil an den bereits niedergeschlagenen und dann von den Niederschlagselektroden abgeschüttelten Teilchen gewonnen, den Zustand der Suspensionen im freien Gasraum nicht vollständig richtig wieder, dürften aber die Verschiedenheit der Form und Größe der Teilchen doch einigermaßen zeigen, da diese Niederschläge zur Photographie nach sorgfältiger Trocknung im Exsikkator wieder auf Glasplättchen aufgeblasen wurden.

Wenigstens einen gewissen Überblick über die wirklichen Verhältnisse ermöglicht hier die Betrachtung ellipsoidischer Teilchen, die sich als abgeflachte Ellipsoide einerseits der Form von flachen Scheiben (Plättchen), als verlängerte Ellipsoide der von zylindrischen Stäbchen (Nadeln) beliebig annähern lassen. Das Ergebnis der auch hier bereits recht verwickelten Rechnung kann man am übersichtlichsten darstellen, wenn man die Gl. (1) für Kugeln in der Form schreibt:

$$|\mathfrak{R}_g| = \frac{3(\varepsilon - 1)}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{V_0}{8\pi} \operatorname{grad} \mathfrak{E}^2 , \qquad (4)$$

worin V_0 das Teilchenvolumen ist, und diese nun vergleicht mit der Form für rotationsellipsoidische Teilchen, deren Gestalt gegeben ist durch die Exzentrizität E der erzeugenden Ellipse:

$$|\mathfrak{R}'_g| = \frac{\varepsilon - 1}{1 + (\varepsilon - 1) f(E)} \cdot \frac{V_0}{8\pi} \operatorname{grad} \mathfrak{E}^2 . \qquad (5)$$

Angenommen ist dabei, daß die Symmetrieachse des Ellipsoids entweder senkrecht oder in Richtung der elektrischen Kraftlinien liegt, wobei je nach der Orientierung $f(E)$ verschiedene Werte hat. Es ergibt sich, daß f stets $\leqq 1$, so daß sich also allgemein sagen läßt, daß die Gradientkraft auf nicht kugelförmige Teilchen größer ist als auf kugelförmige. Der größte Unterschied tritt auf für $f = 0$ (Nadeln oder Plättchen), wo sich ergibt:

$$|\mathfrak{R}'_g| = (\varepsilon - 1) \cdot \frac{V_0}{8\pi} \cdot \operatorname{grad} \mathfrak{E}^2 , \qquad (6)$$

und zwar zeigt nun ein Vergleich mit Gl. (4), daß er um so größer ist, je größer ε ist. Es ist also wie wir sehen, nicht nur das Material, sondern auch die Form der Teilchen bestimmend für die Größe der Gradientkraft. Der Einfluß der Form ist aber in Wirklichkeit sicher nicht so groß wie dies nach den eben durchgeführten Überlegungen scheinen könnte und wird die Größenordnung der für Kugeln berechneten Effekte kaum ändern. Denn wir müssen bedenken, daß in einem Elektrofilter unter den tatsächlichen Betriebsverhältnissen von einer festen Orientierung der Teilchen gegen das Feld keine Rede sein kann. Zwar werden die Teilchen sich im Feld so einzustellen suchen, daß möglichst viele Verschiebungslinien durch sie hindurchgehen, diese Orientierung wird aber durch die heftige turbulente Gasströmung dauernd gestört werden, so daß im zeitlichen Mittel nur ein kleiner Orientierungseffekt vorhanden sein wird.

c) Superposition der Kräfte. Im allgemeinen Fall, daß ein geladenes Teilchen sich in einem inhomogenen Feld befindet, superponieren sich die Coulombsche und die Gradientkraft und es resultiert eine Gesamtkraft, die durch vektorielle Addition von $\mathfrak{R}_c$ und $\mathfrak{R}_g$ entsteht; dabei können wir hier mit genügender Genauigkeit für diese dieselben Ausdrücke wie bisher benutzen. Welche der beiden Teilkräfte die Hauptrolle spielt, hängt natürlich ab von der Größe, der Form und dem Material der Teilchen sowie von der geometrischen Struktur des Feldes und soll später noch diskutiert werden. Schon hier aber wollen wir auf einen besonders interessanten Spezialfall hinweisen. Es kann nämlich vorkommen, daß $\mathfrak{R}_c$ und $\mathfrak{R}_g$ entgegengesetzt gerichtet sind und daß $|\mathfrak{R}_g| > |\mathfrak{R}_c|$, so daß also ein geladenes Teilchen gegen die Feldkraftwirkung nach Orten höherer Feldstärke wandert. Zur Veranschaulichung betrachten wir wieder das Feld in einem Zylinderkondensator. Für diesen ist die Gesamtkraft auf ein Teilchen vom Radius R auf dem die Ladung $n\,e_0$ sitzt (für $\varepsilon = \infty$, leitendes Teilchen) gegeben durch

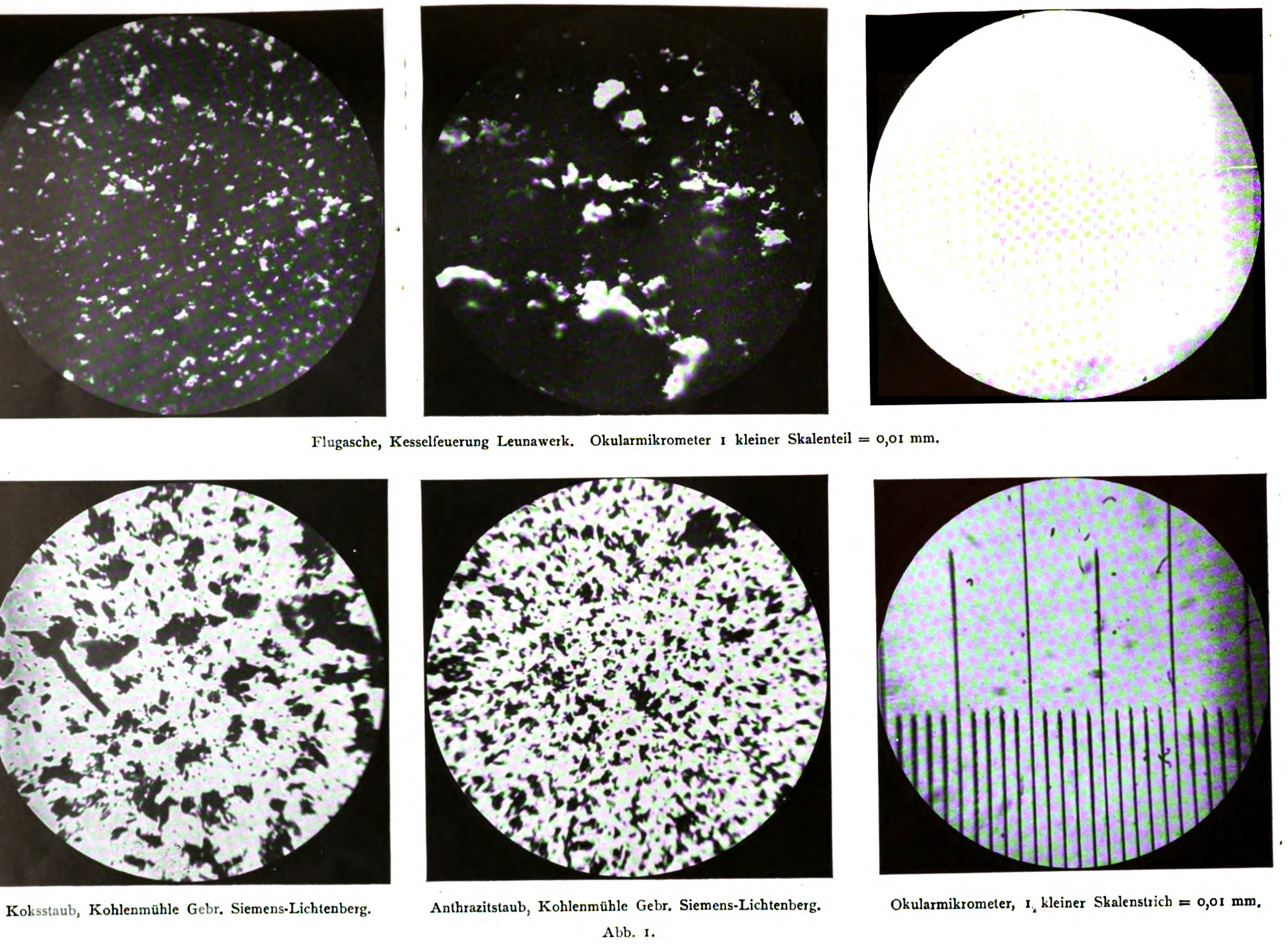
$$\mathfrak{R}_g + \mathfrak{R}_c = \frac{R^3}{r^3} \left(\frac{V}{\ln R_0/r_0} \right)^2 \pm \frac{n\,e_0}{r} \frac{V}{\ln R_0/r_0} . \qquad (7)$$

Wenn die beiden Kräfte entgegengesetzt gerichtet sind — und wir werden sehen, daß gerade dieser Fall in Wirklichkeit stets auftritt und daß die Coulombsche Kraft nach außen gerichtet ist — wandert das Teilchen gegen das elektrische Feld nach innen, wenn $\mathfrak{R}_g > \mathfrak{R}_c$, d. h. wenn

$$r^2 < \frac{R^3}{n\,e_0} \cdot \frac{V}{\ln R_0/r_0} = r_k^2 . \qquad (8)$$

In größerem Abstand von der Kondensatorachse als r_k wandern die Teilchen also nach außen, in kleinerem Abstand aber nach innen, wobei noch zu beachten ist, daß r_k reale Bedeutung hat nur wenn es größer als r_0 und kleiner als R_0 ist. Ein spezielles Zahlenbeispiel, das der Größenordnung nach den in der Praxis auftretenden Verhältnissen bereits angepaßt ist, soll bei der Wichtigkeit dieser Betrachtungen noch zur weiteren Veranschaulichung dienen. Die innere Elektrode eines Zylinderkondensators sei ein Draht von 1 mm Radius und die Spannungsdifferenz zwischen diesem Draht und dem äußeren Zylinder sei so gewählt, daß an





Flugasche, Kesselfeuerung Leunawerk. Okularmikrometer 1 kleiner Skalenteil = 0,01 mm.

Koksstaub, Kohlenmühle Gebr. Siemens-Lichtenberg.

Anthrazitstaub, Kohlenmühle Gebr. Siemens-Lichtenberg.

Abb. 1.

Okularmikrometer, 1 kleiner Skalenstrich = 0,01 mm.

R. Seeliger.

der Drahtoberfläche eine Feldstärke von 30 KV/cm herrscht. Dann ist also für $r = r_0$:

$$\mathfrak{E}(r_0) = \frac{V}{r_0 \ln R_0/r_0} = 30 \text{ KV/cm}$$

und wir erhalten für den kritischen Radius:

$$r_k^2 = 1{,}9 \cdot 10^{:5} \cdot \frac{R^3}{n}.$$

Die kleinsten Teilchen, die überhaupt noch nach innen wandern können, sind — außer natürlich den überhaupt ungeladenen Teilchen — die Teilchen, für die $r_k = r_0$ und $n = 1$ ist, da der kleinste von Null verschiedene Wert der Teilchenladung das Elementarquantum ist. Man findet, daß für diese $R = 3{,}7 \cdot 10^{-3}$ cm sein muß und kann daraus bereits entnehmen, daß die Gradientkraft nur für verhältnismäßig große Teilchen die Coulombsche Kraft überwiegt. Mit zunehmender Dicke der Zone, aus der die Teilchen infolge der Gradientkraft nach innen wandern sollen, muß die Teilchengröße R rasch zunehmen und dies um so mehr, je größer die Teilchenladung ist. So findet man z. B. für $r_k = 1{,}1$ cm bei $n = 1$ den Wert $R = 1{,}8 \cdot 10^{-2}$, bei $n = 100$ $R = 8{,}6 \cdot 10^{-2}$. Die eben durchgeführte Überlegung, die eine Bevorzugung der größeren Teilchen bezüglich der Wanderung nach innen ergeben, bedarf jedoch noch einer Ergänzung, die sich allerdings im einzelnen erst geben läßt auf Grund der Theorie der Aufladung der Teilchen. Es ist nämlich bereits ohne jede Rechnung zu vermuten, daß diese Bevorzugung der größeren Teilchen bezüglich der retrograden Bewegung dadurch abgeschwächt wird, daß mit steigendem R auch die Teilchenladung n zunimmt. So würden sich z. B. die Verhältnisse geradezu umkehren können, wenn n schneller als R mit wachsender Teilchengröße zunimmt und es würde für n prop. R kein selektives Verhalten verschieden großer Teilchen zu erwarten sein. (Eine andere Vernachlässigung in diesen orientierenden Rechnungen ist natürlich bedingt durch die Annahme, daß das Feld im Zylinderkondensator das durch Raumladungen ungestörte Feld ist.) Zusammen mit der Tatsache, daß in der Nähe des Drahtes (d. h. in der Koronazone, vgl. Abschn. IV) die Teilchen nicht unipolar, sondern teils positiv, teils negativ aufgeladen werden, geben unsere Überlegungen nun eine Erklärung dafür, daß sich auch auf dem Draht (oder allgemein auf den Sprühelektroden) Teilchen ablagern. Dies auf den hier entwickelten Grundlagen näher zu verfolgen und die Bewegung der Teilchen in der Nähe des Drahtes zu studieren, wäre eine reizvolle und durchaus lösbare Aufgabe. Qualitativ ist zu vermuten, daß die kleineren Teilchen zunächst auf den Draht zufliegen, dann aber sich zum Teil aufladen und umkehren, während die größeren Teilchen fast alle die Drahtoberfläche erreichen; wieweit sie dann dort haften bleiben oder wie in dem bekannten Schulversuch des elektrischen Kugeltanzes sogleich wieder abgeschleudert werden, hängt von Faktoren ab, die einer rechnerischen Behandlung vorläufig wohl kaum zugänglich sind und worüber jedenfalls besser Versuche entscheiden werden.

III. Die Bewegung der Teilchen durch das Gas.

Nachdem wir im vorigen Abschnitt die Triebkräfte kennen gelernt haben, die auf die im Gas suspendierten Teilchen wirken, wollen wir uns nun mit den Gesetzen der Bewegung der Teilchen durch das Gas beschäftigen. Wir erfassen damit das zweite der für die Theorie der Elektrofilterung grundlegenden Elemente.

Wenn auf eine Masse Kräfte wirken (die im allgemeinsten Fall räumlich und zeitlich veränderlich sein können), so läßt sich die Bewegung bekanntlich nach den Grundgleichungen der Mechanik finden mit Hilfe des Ansatzes, daß in jeder Richtung Masse × Beschleunigung gleich der Summe der wirkenden Kräfte ist. Diese sind nun in unserem Fall nicht nur die elektrischen Triebkräfte und die Schwerkraft, sondern es kommt dazu noch eine Widerstandskraft infolge der Bewegung des Teilchens durch das umgebende Gas. Diese Widerstandskraft ist abhängig von der Form und der Größe des Teilchens, von der Natur des Gases und von der Relativgeschwindigkeit Teilchen—Gas und hängt von diesen Größen in so verwickelter Weise ab, daß brauchbare Ansätze dafür im allgemeinen Fall bisher noch nicht abgeleitet werden konnten. Verhältnismäßig einfach wird aber die Sachlage, wenn wir nur so langsam veränderliche Triebkräfte in den Kreis der Betrachtung ziehen, daß die Bewegung des Teilchens als quasistationär anzusehen ist, d. h. daß in jedem Zeitpunkt der Bewegung Triebkraft und Widerstandskraft sich das Gleichgewicht halten und wenn wir uns ferner auf genügend langsame Bewegung des Teilchens beschränken. Das Teilchen bewegt sich dann also (kräftefrei) mit einer konstanten Geschwindigkeit v. Diese Geschwindigkeit ist nur abhängig von der jeweils wirkenden Triebkraft $\mathfrak{K}$ und läßt sich für einfache Teilchenformen berechnen. Für kugelförmige Teilchen ist dieser Zusammenhang zwischen Kraft und Endgeschwindigkeit schon lange bekannt in der Form des Stokesschen Gesetzes:

$$v = \mathfrak{K} \cdot \frac{1}{6 \pi \eta R}, \tag{1}$$

worin η der Koeffizient der inneren Reibung des Gases ist. Physikalisch sagt diese Beziehung aus, daß der Widerstand proportional dem Teilchenradius und der Geschwindigkeit des Teilchens ist.

Über die Größe von η gibt die folgende Tabelle Auskunft:

	NH_3	CH_4	SO_2	CO_2	Co	Luft
$\eta \cdot 10^4$	1,0	1,1	1,3	1,4	1,6	1,7

Bei genauerer Rechnung wird man noch die Änderung der Reibung mit der Temperatur des Gases berücksichtigen müssen. Nach Sutherland kann man dafür ansetzen:

$$\eta_t = \eta_0 \cdot \frac{1 + C/273}{1 + C/(273 + t)} \sqrt{1 + t/273}\,, \qquad (2)$$

wo die Konstante C für die verschiedenen Gase Werte zwischen etwa 100 und 400 hat. Nur für bereits recht hohe Gastemperaturen kommt also hier eine Korrektion in Betracht. So ist η z. B. für Luft ($C = 110$) bei 400° C nicht ganz doppelt und bei 800° etwa zweieinhalbmal so groß wie bei 0°.

Die Ableitung der Stokesschen Formel[5]) macht von einigen Vernachlässigungen Gebrauch, so daß es notwendig ist, ihren Gültigkeitsbereich abzugrenzen und zu überlegen, wie weit sie unter den in Elektrofiltern gegebenen Bedingungen anwendbar ist. Eine Voraussetzung ist zunächst die der Kontinuität des reibenden Mediums; sie ist nicht mehr erfüllt, wenn gaskinetische Feinheiten zu beachten sind, d. h. wenn die Dimensionen des Teilchens nicht mehr groß sind gegen die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle. Die für derartige kleine Teile notwendigen Korrektionen[6]) kommen hier jedoch kaum in Betracht, da sie erst für Teilchenradien kleiner als etwa 10^{-6}—10^{-7} cm von Bedeutung werden. Bedenklicher ist hingegen, daß in der hydrodynamischen Ableitung des Stokesschen Gesetzes quadratische Glieder vernachlässigt werden. Die Stokessche Formel gilt also nur für „langsame" Bewegungen im Sinn der Reynoldschen Betrachtungsweise und es läßt sich, wie die genauere Diskussion zeigt[7]), demgemäß der Gültigkeitsbereich der Stokesschen Formel dahin definieren, daß die „Reynoldsche Zahl" $Z = v \cdot R \cdot \varrho/\eta$ klein gegen 1 sein muß, wo ϱ die Gasdichte ist. Da η von der Größenordnung 10^{-4} und ϱ von der Größenordnung 10^{-3} ist, ergibt sich, daß $v\,R$ klein gegen 10^{-1} sein muß. Ausgedrückt durch die Triebkraft heißt dies, daß diese klein sein muß gegen 10^{-4} (Dyn.). Innerhalb einer recht guten Annäherung können diese Bedingungen noch dahin gemildert werden, daß an Stelle von „klein" die Festsetzung „gleich" getroffen wird; ja man braucht sogar, wie die Modellversuche in der Göttinger Aerodynamischen Versuchsanstalt zeigen[8]), für unsere Zwecke die theoretischen Gültigkeitsbedingungen überhaupt gar nicht so ängstlich zu beachten, da selbst bis hinauf zu einem Wert der Reynoldschen Zahl von etwa 10 die Abweichungen nur gering sind. Sie liegen dabei, wie noch bemerkt sei, allerdings in dem Sinn, daß die nach Stokes berechneten Widerstandswerte kleiner sind als die tatsächlichen. Die in Abschnitt II gegebenen Formeln für die Coulombsche und für die Gradientkraft und die Ausführungen in Abschnitt V über die Größe der Teilchenladung zeigen aber immerhin, daß diese Bedingungen für die Triebkräfte nicht immer erfüllt sind und zwar vor allem nicht in der Nähe der Elektroden. In den Mittelteilen des Feldes allerdings dürfte die Stokessche Formel recht angenähert anwendbar sein. Der Vorteil, der aus einer linearen Verbindung zwischen Geschwindigkeit und bewegender Kraft für alle Rechnungen entspringt, ist aber so groß, daß man versuchen wird, möglichst lange an der Stokesschen Formel festzuhalten und dies um so mehr, als man für größere Geschwindigkeiten bisher einen gleichwertigen Ersatz noch nicht besitzt. Und wenn man sich überlegt, daß für die theoretische Behandlung der Teilchenbewegung in einem Elektrofilter vor allem die gesamte Wanderungszeit quer durch das ganze Filter interessiert, so wird man in den meisten Fällen mit der durch die Formel von Stokes erreichbaren Annäherung sich zufrieden geben können. In zweiter Näherung und bei einer Untersuchung speziell der Vorgänge in der Nähe der Elektroden, wo die Felder hoch und stark inhomogen sind und ebenso innerhalb gewisser Grenzen bei der Betrachtung der Bewegung größerer Teilchen wird man allerdings nach den oben gegebenen Kriterien die Gültigkeit dieser Formel noch besonders untersuchen und, wenn notwendig, mit komplizierteren Ansätzen rechnen müssen. Da die Aufstellung eines allgemeinen Widerstandsgesetzes noch nicht gelungen ist, ist man dann auf empirische Interpolationsformeln angewiesen. Es würde zu weit führen, hier auf die ausgedehnte Literatur einzugehen[9]), in der die einschlägigen Fragen experimentell und theoretisch behandelt sind und es muß genügen darauf hinzuweisen, daß der Stokessche Ansatz, nach welchem der Widerstand für

$$Z = \frac{v \cdot R \cdot \varrho}{\eta} \ll 1$$

proportional v ist, mit zunehmendem Z in eine Proportionalität mit v^2 übergeht.

[5]) Vgl. dazu Lamb, Hydrodynamik (Dtsch. von Friedel). S. 682ff.

[6]) H. F. Mayer, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. 18 (1922) 201.

[7]) J. Weyssenhoff, Ann. d. Phys. 62 (1920), 1 (mit ausführlichen Literaturangaben).

[8]) Ergebnisse der Aerodyn. Versuchsanst. Göttingen, II (1925) S. 27.

[9]) Z. B. Allen, Phil. Mag. 50 (1900), 323, 519; F. S. Schmidt, Ann. d. Phys. 61 (1920), 633.

Gegen alle diese Betrachtungen ist aber noch ein Bedenken prinzipieller Natur vorzubringen. Wir haben nämlich — und dies liegt implizite allen einschlägigen hydrodynamischen Überlegungen zugrunde — stets von der Relativbewegung des Teilchens gegen das umgebende Gas gesprochen und müssen dies also als in sich in Ruhe befindlich und in Strenge sogar von allseitig unendlicher Ausdehnung voraussetzen. Die endliche Begrenzung des Gases läßt sich in der Widerstandsformel einigermaßen berücksichtigen, ist aber nur von einem hier nicht in Betracht kommenden Einfluß.[10]) Dagegen ist die Bedingung, daß das Gas in sich ruht, d. h. daß seine einzelnen Volumelemente relativ zueinander in Ruhe sind, in den Elektrofiltern sicherlich nicht auch nur annähernd erfüllt, sondern wir haben es sogar mit einer höchst turbulenten Bewegung zu tun. Wer jemals in ein in Betrieb befindliches Elektrofilter hineingesehen hat, wird das heftige Umherwirbeln der Teilchen, das keinerlei Ähnlichkeit mit einer geregelten laminaren Strömung zeigt, sofort bemerkt haben. Wenn wir also in der angegebenen Weise die Wanderung der Teilchen unter dem Einfluß der elektrischen Triebkräfte ansetzen, so machen wir die Annahme, daß sich diese Bewegung über die turbulente Gasströmung so überlagert, als ob das Gas im zeitlichen Mittel in Ruhe bzw. in einer der durch das Filter strömenden Gasmenge entsprechenden Bewegung als Ganzes sei und daß ferner das Widerstandsgesetz durch die Turbulenz der das Teilchen umgebenden Gasmasse nicht geändert werde. Die Hydrodynamik steht der analytischen Erfassung turbulenter Flüssigkeitsströmungen heute noch so machtlos gegenüber, daß eine Entscheidung über die quantitative Berechtigung dieser Annahmen leider kaum möglich sein dürfte.

Ebenso wie in Abschnitt II ist auch hier die Voraussetzung, daß die Teilchen Kugelgestalt haben, natürlich nicht mehr als eine erste grobe Annäherung und ein Notbehelf in Anbetracht der Unmöglichkeit, komplizierte Körperformen zu behandeln. Verhältnismäßig einfach werden die Widerstandsgesetze auch hier nur noch für ellipsoidische Teilchen, deren Anschmiegsamkeit an die Form der Platten und Nadeln wir bereits besprochen haben. Die Rechnung ergibt[11]), daß für Ellipsoide eine mit der Kugelformel formal übereinstimmende Gleichung

$$v = \mathfrak{R} \cdot \frac{1}{6 \pi \eta R'} \tag{3}$$

gilt, in der nur R' ein die drei Achsen des Ellipsoids enthaltender Ausdruck ist. Für Scheiben ist R' um höchstens 15% kleiner als der Scheibenradius und auch für Nadeln weicht bis hinauf zu recht großen Verhältnissen von Länge zu Dicke und zwar sowohl für Bewegungen in der Längs- wie in der Querrichtung die Größenordnung von R' nicht ab von der des Radius einer dem Teilchen umschriebenen Kugel, so daß man also mit hinreichender Annäherung mit der Annahme kugelförmiger Teilchen auskommt. Auch für andere Formen dürfte sich die Größenordnung der Wanderungsgeschwindigkeit nach allen Erfahrungen kaum ändern. Hingegen kann für Teilchen, die nicht mehr drei aufeinander senkrecht stehende Symmetrieachsen haben, ein anderer Umstand von Bedeutung sein. Solche unsymmetrische Teilchen brauchen sich nämlich nicht mehr rein translatorisch durch das Gas zu bewegen, sondern sie können schwingende Drehungen und dgl. vollführen, wodurch erheblich größere Energieverluste als sie der Stokesschen Formel entsprechen, entstehen können.

In dem Elektrofilter hat man es nun stets mit Feldern zu tun, die räumlich nicht konstant sind und es erhebt sich deshalb die Frage, wie weit man auch dann noch, d. h. also bei einer ungleichförmigen Bewegung, diese als quasistationär ansehen darf, nämlich so, als ob in jedem Bahnpunkt die der dort herrschenden Triebkraft entsprechende stationäre Geschwindigkeit herrscht und ob, was ebenso wichtig ist, die Richtung der Geschwindigkeit stets übereinstimmt mit der Richtung der Triebkraft. Sollte dies nicht der Fall sein, so wären die Verhältnisse analog etwa den Verhältnissen bei der Bewegung der Ladungsträger in Vakuumentladungen, die Stark treffend mit dem Namen „Ionenschuß" bezeichnet hat. Es ist in der Literatur über Elektrofilter öfter von einer „Schleuderwirkung" auf die suspendierten Teilchen die Rede, d. h. offenbar davon, daß die Teilchen einen starken Anfangsimpuls erhalten und nun wie Geschosse nach den Niederschlagselektroden fliegen. Diese Vorstellung, deren Diskussion für das Verständnis der Vorgänge in den Filtern natürlich von großer Bedeutung wäre, würde nur zu Recht bestehen, wenn man die Bewegung nicht als quasistationär in dem eben dargelegten Sinn ansehen könnte. Andernfalls hingegen müßte man besser von einem „Durchschleppen" statt von einem „Durchschleudern" der Teilchen durch den Filterraum sprechen.

Die Beantwortung dieser Fragen kommt letzten Endes darauf hinaus, wie weit die Stokesschen Ansätze auch noch für eine beschleunigte Bewegung gelten und wie lange es dauert, bis ein Teilchen bei einer Änderung der Triebkraft praktisch in den neuen Endzustand der stationären konstanten Geschwindigkeit gelangt. Die strenge theoretische Beantwortung ist außerordentlich schwierig.[12]) Bei

[10]) H. Faxén, Ark. f. Mat. Astron. och Fysik (Upsala) **18** (1924), Nr. 29.

[11]) Lamb, Hydrodynamik l. c.; R. Gans, Münchn. Akad. Ber. **8** (1911) 191; K. Pzribram, Wien. Akad. Ber. **121** (1912), 2346.

[12]) J. Weyssenhoff, l. c.; Lord Rayleigh, Phil. Mag. **21** (1911) 697.



gegebener Bewegung des Teilchens kann man zwar die Widerstandskraft in jedem Bahnpunkt noch angeben und kommt dann zu sehr instruktiven Ausdrücken, die deutlich die Zusammensetzung derselben aus der kinetischen Energie der verdrängten Gasmasse, dem Stokessche Widerstandsglied und einem Glied unterscheiden lassen, das von dem Strömungszustand und der Vorgeschichte abhängt. Bei vorgegebener Triebkraft hingegen ist nur in speziellen Fällen, so z. B. für den Fall zeitlich und räumlich konstanter Triebkraft die Lösung möglich. Eine Abschätzung des wirklichen Verlaufs einer beschleunigten Bewegung und der erforderlichen Einstellzeiten kann man aber erhalten, wenn man — stets natürlich nur im Bereich der „langsamen" Bewegung — annimmt, daß in erster Näherung auch jetzt noch der Widerstand gegeben sei durch den Stokesschen Ausdruck $6\pi\,\eta \cdot v\,R$. Dann ist die Bewegungsgleichung z. B. einer Kugel, deren Masse m ist:

$$m\frac{d\,v}{d\,t} = \mathfrak{R} - 6\pi\,\eta\,R\,v\,. \tag{4}$$

und man erhält mit der Bedingung $v = 0$ für $t = 0$:

$$v = \frac{\mathfrak{R}}{6\pi\,\eta\,R}\left\{1 - e^{-\frac{6\pi\eta R}{m}t}\right\} \tag{5}$$

Die Einstellzeit hängt demgemäß ab von der Größenordnung von $m/\eta\,R$ oder, wenn s das spezifische Gewicht der Teilchensubstanz ist, von der Größenordnung von $R^2\,s/\eta$. Wenn wir an Stelle der Zeit den Einstellweg betrachten, erhalten wir die Größenordnung $\frac{R\,s}{10\,\eta^2}\,\mathfrak{R}$. Für die größeren Teilchen bzw. für große Triebkräfte ergibt sich hieraus also in der Tat die Berechtigung, von einer Schleuderwirkung zu sprechen, während für kleine Teilchen, bzw. schwache Felder eine Schleppwirkung vorliegt. Es wird trotzdem, will man nicht zu einer Komplikation aller Rechnungen kommen, die in keinem Verhältnis zu den sonstigen in der Filtertheorie notwendigen Vernachlässigungen steht, geboten sein, in erster Näherung mit quasistationärer Stokesscher Bewegung zu rechnen, doch wird man sich auf Grund der eben durchgeführten Betrachtung immerhin gegebenenfalls der hierin liegenden Ungenauigkeiten erinnern müssen.

In diesem Zusammenhang ergeben sich endlich noch einige Folgerungen über die Energiebilanz in den Elektrofiltern, soweit sie die rein mechanischen Effekte betreffen. Ein Teil der im Filter verbrauchten Energie wird nämlich dazu verwendet, die Teilchen gegen den Reibungswiderstand durch das Gas zu transportieren und wird hierbei in Reibungswärme, d. h. in ungeordnete kinetische Energie der Gasmoleküle verwandelt. Werden N Teilchen vom Radius R über eine Strecke l mit der Geschwindigkeit v bewegt, so ist hierzu die Arbeitsleistung $N \cdot 6\pi\,\eta\,R\,v\,l$ erforderlich; dazu kommt noch die Arbeitsleistung, um die Teilchen in Bewegung zu setzen, die $N\frac{m}{2}v^2$ ist und die erst beim Auftreffen der Teilchen auf die Niederschlagselektrode in Wärme umgewandelt wird. Insgesamt ist also der notwendige mechanische Energieaufwand zum Niederschlagen dieser N Teilchen:

$$W = 2\,N\,\pi\left\{\frac{s}{3}\,R^3\,v^2 + 3\,\eta\,R\,v\,l\right\}. \tag{6}$$

Das erste Glied ist in praxi klein gegen das zweite. Für spezielle Formen des Filters und spezielle Versuchsbedingungen ist hiernach W leicht zu berechnen. Ein Zahlenbeispiel möge aber wenigstens über die Größenordnung orientieren und zeigen, daß W ganz erhebliche Werte erreichen kann. Zigarrenrauch enthält etwa 10^6 Teilchen im Kubikzentimeter, deren Radius im Mittel etwa 10^{-6} cm ist. Für die Filterung von 1 cbm Gas erhalten wir dann, wenn wir die Wanderungsgeschwindigkeit der Teilchen etwa zu 1 m/sek. und den mittleren Wanderungsweg zu 10 cm ansetzen, einen Energieverbrauch von rund 0,2 Joule. Wenn also in einer Sekunde 10 cbm gefiltert werden sollen, würde dies einer Leistung von 2 Watt entsprechen. Nach einer Angabe von Strong[13]) ist dieser auf die rein mechanische Bewegung der Teilchen entfallende Energieverbrauch bis zu etwa 10% des gesamten Verbrauchs elektrischer Energie im Filter zu schätzen.

IV. Die Korona.

Die auf die suspendierten Teilchen auszuübenden elektrischen Triebkräfte werden erzeugt, indem man in das zu reinigende Gas Elektroden einbringt, zwischen denen jeweils paarweise eine Spannungsdifferenz aufrecht erhalten wird. Wenn die Spannungsdifferenz einen gewissen — für jede Elektrodenanordnung und jedes Gas charakteristischen — Wert überschreitet, treten vollkommen neue, der Elektrostatik der Felder in isolierenden Medien fremde Erscheinungen auf. Käme es nur auf die Erzeugung hoher Feldstärken im Filterraum an, so würden diese Erscheinungen lediglich die Rolle sehr störender Nebeneffekte spielen. Wir werden aber sehen, daß sie gerade in den Elektrofiltern von grundsätzlicher Bedeutung sind, da sie die Bedingungen für eine Aufladung der suspendierten Teilchen schaffen und daß ihre genaue Kenntnis einen der Hauptpunkte der ganzen Theorie der elektrischen Gasreinigung ausmacht. Nicht nur deshalb, sondern auch, weil in einigen

[13]) W. W. Strong, Trans. Amer. Inst. Electr. Eng. (1915), 229.



Veröffentlichungen manche mißverständliche Auffassungen dieser für starke Felder spezifischen Vorgänge zutage getreten sind, scheint eine etwas eingehendere Behandlung angebracht zu sein.

In jedem Gas sind, erzeugt durch die überall wirkenden natürlichen Ionisatoren (Strahlungen radioaktiver Substanzen, durchdringende Höhenstrahlung) geringe Mengen von Ionen vorhanden. Legt man nun an das Gas ein elektrisches Feld, so wandern diese Ionen durch das Gas und stoßen dabei mit den neutralen Gasmolekülen zusammen; die „Wucht" der Zusammenstöße, gegeben durch die kinetische Energie der Ionen in der Relativbewegung Ion—Gasmolekül, hängt dabei ab von der Stärke des elektrischen Feldes und von der Wegstrecke, die das Ion vor dem Zusammenstoß frei durchlaufen hat und ist nach den bekannten statistischen Gesetzen der kinetischen Gastheorie verteilt. Wenn nun diese Wucht eine bestimmte Grenze überschreitet, wird das gestoßene Gasmolekül durch den Stoß ionisiert, es wird gespalten in einen negativen und einen positiven Ladungsträger, so daß also nun im Gas neue Ionen zu Stoßionisation gebildet werden. Zum Teil werden diese durch Vereinigung mit den Ionen entgegengesetzter Ladung wieder neutralisiert, so daß allgemein die Dichte des Ionenstromes nur dann zunimmt, wenn die Ionisation diese Wiedervereinigung überwiegt. In diesem Fall bildet sich im Gas die sog. Ionenlawine aus. Da nun die Ausbeute an ionisierenden Stößen zunimmt mit der Feldstärke, übersieht man, daß erst oberhalb einer „kritischen" Feldstärke eine selbständige, d. h. eben eine sich ihre Ladungsträger durch Stoß selbst erzeugende elektrische Strömung durch das Gas fließen kann. Man kann sich aber auch unschwer klar machen, daß nicht nur ein solcher Schwellenwert der Feldstärke notwendige Bedingung für das Einsetzen der selbständigen Entladung ist, sondern daß auch ein genügend großer Wanderungsweg den Ionen zur Verfügung stehen muß, damit das automatische Anwachsen der Ionenstromdichte in genügendem Maß erfolgen kann. Die analytische Durchführung der Theorie[14]) ergibt so in der Tat, daß auch der kürzeste Abstand der Elektroden bedingend für das Einsetzen der Entladung ist. Aber nicht nur dies, sondern auch die geometrische Struktur des Feldes, d. h. letzten Endes die Form der Elektroden, wird mitbestimmend sein, da von ihr die Häufigkeit der ionisierenden und neutralisierenden Zusammenstöße in den einzelnen Volumelementen des Gases abhängt. Einen weiteren bestimmenden Faktor, nämlich die Gasdichte, können wir hier vorerst außer Acht lassen und erhalten also allgemein die Bedingung für das Einsetzen der Entladung in Form einer Beziehung zwischen der Spannungsdifferenz der Elektroden und einer Reihe von Parametern, die den Abstand, die Gestalt und die gegenseitige Lage der Elektroden beschreiben.

Wenn die Entladung eingesetzt (gezündet) hat, treten nun noch Komplikationen dadurch ein, daß durch die im Entladungsraum fließenden Ionenströme das ursprüngliche elektrostatische Feld verzerrt wird, d. h. dadurch, daß nicht nur die nach den Gesetzen der Elektrostatik ursprünglich auf den Elektroden verteilten Oberflächenladungen, sondern auch noch Raumladungen das Feld bestimmen. Dies ist z. B. der Fall in der Entladungsform, die wir die reguläre „Glimmentladung" nennen. Hier sind es sogar in erster Linie die Raumladungen, nicht die Oberflächenladungen, welche das Feld bestimmen.[15]) Demgemäß ist die Form und Lage der Elektroden ziemlich unwesentlich und es ist zur Stabilisierung der Entladung eine gewisse minimale Stromdichte notwendig, die nicht unterschritten werden darf. Ferner findet hier, wie nebenbei noch bemerkt sei, die Erzeugung der notwendigen Ladungsträger nicht nur im Gas, sondern zu einem wesentlichen Teil in der Kathodenoberfläche statt, aus der Elektronen durch den Aufprall der positiven Ionen ausgelöst werden. Es gibt aber auch andere Entladungsformen, bei denen umgekehrt in der Hauptsache die Oberflächenladungen auf den Elektroden das Feld erzeugen und bei denen demgemäß im Gegensatz zur Glimmentladung die Elektrodenkonfiguration von großem Einfluß ist; wir wollen sie kurz als „Korona" bezeichnen. Naturgemäß muß bei diesen Entladungsformen die Stromdichte sehr viel kleiner sein als für die Glimmentladung unter denselben Verhältnissen. Sie müßte andererseits bei Atmosphärendruck sehr große Werte haben, wenn die entsprechende Glimmentladungsform sich ausbilden sollte. Lange vorher aber setzt bereits eine Bogen- oder Funkenentladung ein und dies ist wohl allein der, man könnte sagen zufällige, Grund, daß man bei Atmosphärendruck nur unter ganz speziellen Bedingungen die Glimmentladungsform realisieren konnte. Umgekehrt müßte bei kleinen Drucken die Stromdichte sehr viel kleiner sein als in der Glimmentladung, damit nicht diese, sondern die genannte andere Entladungsform existieren könnte. Die letztere zu erhalten, ist denn auch bei einer etwa 1000 mal kleineren Stromdichte gelungen.[16])

Zusammenfassend kommen wir also zu dem Ergebnis, daß die bei Atmosphärendruck gewöhn-

---

[14]) Townsend, Marx' Hdb. der Radiologie, Bd. 1, S. 296ff.; O. W. Schumann, Elektr. Durchbruchsfeldstärke von Gasen (Springer 1923), Abschn. III.

[15]) Vgl. R. Holm, Phys. Zs. **25** (1924), 497ff.

[16]) Vgl. dazu R. Seeliger u. J. Schmekel, Phys. Zs. **26** (1925), 471.



lich beobachtete Entladungsform dadurch charakterisiert ist, daß das Feld im wesentlichen bestimmt ist durch die Oberflächenladungen der Elektroden und daß demgemäß bedingend für die Existenz dieser Koronaentladung in erster Linie die Elektrodenkonfiguration und nicht die Stromdichte ist. Man muß sich dabei aber vor zwei naheliegenden Irrtümern hüten, wenn man das Wesen der Korona richtig verstehen will. Wenn die Form der Elektroden als bestimmend für die Vorgänge im Entladungsraum bezeichnet wurde, so ist dies nicht so zu verstehen, daß diese Entladungsform nun etwa an bestimmte ausgezeichnete Elektrodenformen gebunden wäre. Man kann zwischen Elektroden jeder beliebigen Gestalt die Korona erzeugen und die Elektrodenkonfiguration ist nur insofern von Einfluß, als sie quantitativ die kritische (kleinste) Spannungsdifferenz bestimmt, bei der die Koronaentladung eben noch bestehen kann. Die Ladungsträger werden in der Korona praktisch nur im Gasraum erzeugt. Diese Nichtbeteiligung der Elektroden an der Trägerbeschaffung hat aber neben einer weitgehenden Unabhängigkeit aller Eigenschaften der Entladung vom Elektrodenmaterial noch eine andere wichtige Konsequenz, die zugleich als ein Beweis für die Richtigkeit der eben dargelegten Auffassung dienen kann. Es ist nämlich im Gegensatz zu den Verhältnissen der Glimmentladung möglich, auch bei Verwendung von Gleichstrom überhaupt ohne metallische Elektroden auszukommen, wenn man nur im freien Gasraum genügend starke Felder erzeugen kann. Man kann etwa die Elektroden mit einer isolierenden Substanz überziehen und so z. B. an einem Draht, über den ein Glasrohr gezogen ist, eine Gleichstrom-Koronaentladung erzeugen; die geringe Leitfähigkeit des Dielektrikums genügt, um die sehr kleinen Entladungsströme abzuführen. Eine solche Anordnung könnte sogar manche Vorteile (Sicherheit gegen Funkenüberschläge, hohe Feldstärke im Gas und dgl.) für die praktische Anwendung bieten. Die ionentheoretische Diskussion verläuft für diesen Fall prinzipiell ganz ebenso wie wir sie unten für metallische Elektroden durchführen werden und ist nur zu ergänzen durch die aus der Elektrostatik bekannte Zweiteilung des elektrischen Feldes infolge der Zweiteilung des Entladungsraumes in eine Gaszone und in eine Dielektrikumszone.[17]) Man erkennt nun ferner auch die Irrigkeit der in der Literatur gelegentlich geäußerten Ansicht, daß die Möglichkeit der Erzeugung einer Koronaentladung gebunden ist an die Verwendung von Spitzen oder eines Systemes von Spitzen als Elektroden; Elektroden mit ideal glatten Oberflächen im mathematischen Sinn sind dazu grundsätzlich natürlich ebenso geeignet. Daß man in den Elektrofiltern tatsächlich Elektroden mit starker Oberflächenkrümmung verwendet, hat einen ganz anderen Grund rein quantitativer Art und es stellt hier die Verwendung z. B. von spitzenbesetzten Metallflächen nur eine von vielen Möglichkeiten, und zwar durchaus nicht die praktisch beste dar, um solche Oberflächen von starker Krümmung mechanisch zu realisieren.

Es muß hier noch auf eine Gruppe interessanter und praktisch sehr bedeutungsvoller Erscheinungen hingewiesen werden, die bei Verunreinigung der Elektrodenoberflächen auftreten. Daß Verunreinigungen der Sprühelektrode die kritische Spannung beeinflussen, ist von vornherein zu erwarten und ist schon lange bekannt; so hat z. B. Peek in seinen Formeln für die kritische Feldstärke an Drähten einen „Reinheitsfaktor" angebracht, der solche Einflüsse zum Ausdruck bringt. Erst neuerdings aber hat man gefunden[18]), daß auch Verunreinigungen auf den Niederschlagselektroden von großer Bedeutung sein können, indem sie die kritische Spannung herabsetzen (u. U. bis auf weniger als 50% des Wertes für blanke Oberflächen) und die Unipolarität der Entladung stören. Wolcott hat an dem Beispiel einer Entladung zwischen negativer Spitze und positiver Platte die Verhältnisse genauer untersucht und hat gefunden, daß nicht nur das Material einer auf der Platte liegenden und deren Oberfläche gewissermaßen künstlich verunreinigenden Schicht von Einfluß ist, sondern vor allem auch die geometrische Form der Bedeckung; Diskontinuitäten in der Bedeckung in Form von Löchern, Poren, Kanten u. dgl. scheinen bedingend zu sein für das Eintreten der Wirkungen. Vorschläge zu einer Deutung hat neben den genannten amerikanischen Forschern kürzlich in einem Vortrag Deutsch gemacht[18a]); offenbar wirken verschiedene Faktoren, wie Konzentration der Stromlinien, Möglichkeit zur Ausbildung von Gleitentladungen, Kohärereffekte u. dgl. in noch recht wenig übersichtlicher Weise zusammen.

Ein zweiter Irrtum wäre der, anzunehmen, daß die Raumladungen überhaupt keine Rolle spielen. Wir werden später vielmehr sehen, daß auch bei der Koronaentladung mit zunehmender Stromstärke die Raumladungen an Bedeutung gewinnen. Für Spannungen, welche die Zündspannung nur wenig überschreiten (d. h. für schwache Ströme) aber sind es tatsächlich und im Gegensatz zu den Verhältnissen in Entladungen vom Typus der

---

[17]) Shribusawa u. Niwa, J. A. I. E. E. Okt. 1920.

[18]) F. R. Wolcott, Phys. Rev. **12** (1918), 284; W. Schmidt, J. A. I. E. E. **4** (1922), 547; S. H. Horn, ebd. 552; E. Anderson, Chem. u. Metallurg. Eng. **26** (1922) Nr. 4.

[18a]) Anmerkung bei der Korrektur: Dieser Vortrag ist inzwischen in Nr. 9 (1925) dieser Zeitschrift auch im Druck erschienen. Leider konnte ich die interessanten Ausführungen von Herrn Deutsch nicht mehr berücksichtigen.

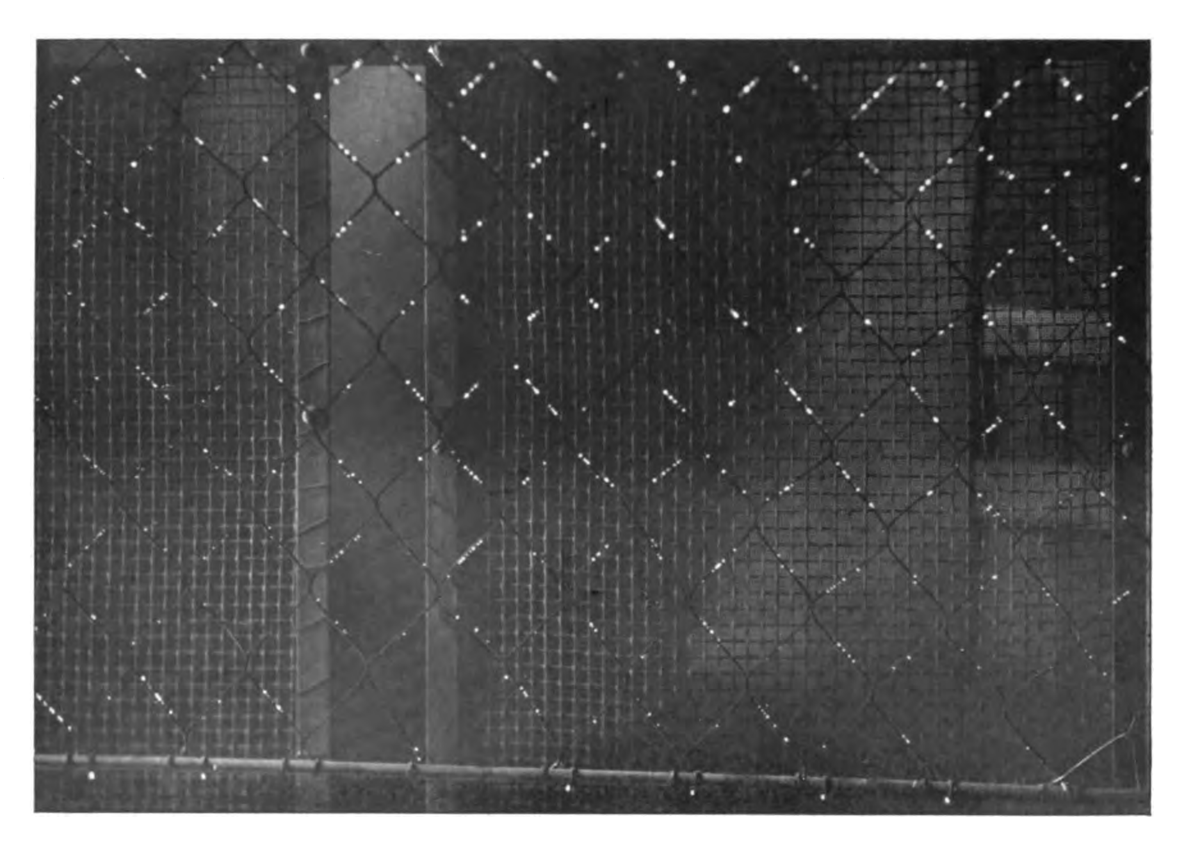


Abb. 2. Elektrodenabstand 8 cm, Maschenweite 6 cm, Sprühelektrode negativ. 46,2 kV (eff.) 1,4 mA.

R. Seeliger.



Glimmentladung praktisch allein die Oberflächenladungen, die maßgebend sind. Auch bei größeren Stromdichten wirken die Raumladungen zunächst nur qualitativ feldverzerrend und sind nicht genetisch notwendig; erst im Gebiet der Büschel- und Gleitentladungen, in das hineinzukommen man aber bei den Elektrofiltern tunlichst vermeidet, spielen sie dann[19]) eine grundsätzlich wichtige Rolle. Bei genauerer Betrachtung erweist sich die Sachlage allerdings auch hier etwas komplizierter als wir sie dargestellt haben und es ist nicht zu leugnen, daß die Theorie noch mancherlei Rätsel enthält. Für die Wechselstromkorona sind kürzlich die Verhältnisse durch eine Untersuchung von Holm[20]) bereits wesentlich geklärt worden, aber auch für die scheinbar einfachere Gleichstromkorona liegen noch einige ungeklärte Probleme vor. Erinnert sei hier vor allem an die merkwürdige Tatsache, daß die Leuchterscheinung an einer negativen Sprühelektrode — an einer positiven scheint alles regulär und durchaus verständlich zu verlaufen — schon bei kleinsten Stromdichten in eine Reihe diskreter Ansatzstellen zerfallen ist. Die Abb. 2 (Taf. XI) gibt hiervon nach einer aus dem Elektrofilterlaboratorium der Siemens-Schuckert-Werke stammenden Aufnahme ein anschauliches Bild.

Zur übersichtlichen Erfassung der quantitativen Zusammenhänge[21]) naturgemäß am besten geeignet sind solche Elektrodenkonfigurationen, bei denen die Berechnung des elektrostatischen Feldes keine Schwierigkeiten macht; es kommen hier deshalb in erster Linie ebene (Platten-) oder gerade, kreiszylindrische (Zylinder-) Elektroden in Betracht. Wenn auch die Theorie ursprünglich für Plattenelektroden entwickelt worden ist, wollen wir uns weiterhin doch auf Zylinderelektroden beschränken, da diese teils in strenger, teils wenigstens in einiger Annäherung (Netzelektroden) in den Elektrofiltern vorliegen. Denn da der eigentliche Entladungsvorgang sich abspielt in der unmittelbaren Umgebung der einen Elektrode (Sprühelektrode), ist die Form und Lage der anderen bei den Fragen, die uns hier zunächst interessieren, ziemlich gleichgültig. Ist die Sprühelektrode also ein zylindrischer Draht, so breitet sich in dessen nächster Umgebung praktisch unbeeinflußt von der anderen Elektrode das bekannte hyperbolische Zylinderfeld aus und ist maßgebend für die Verhältnisse bei der Zündung. Erst wenn man von der sog. „kritischen Feldstärke“ übergehen will zu der gesamten Spannungsdifferenz zwischen den Elektroden oder wenn es auf den gesamten Feldverlauf im Entladungsraum u. dgl. ankommt, spielt die Form und Lage auch der anderen Elektrode eine Rolle. Am einfachsten sind die Verhältnisse zu übersehen für zwei sich konzentrisch umhüllende Zylinderelektroden, d. h. also für einen Draht (Radius r_0), der in der Achse eines Zylinders (Radius R_0) angeordnet ist. Wir wollen bei dessen Betrachtung nun nicht ausgehen von der (hier übrigens formal nicht allzu komplizierten und schon recht befriedigend durchgeführten) Theorie, sondern von einer empirischen Formel. Man kann nämlich mit hinreichender Genauigkeit die „kritische Feldstärke“ $\mathfrak{E}_0$ am Draht, bei welcher die Korona einsetzt, darstellen durch

$$\mathfrak{E}_0 = a + b/\sqrt{r_0}\,, \tag{1}$$

wo a und b für das Gas charakteristische Konstanten sind. Das Feld zwischen den Elektroden ist dann im ungestörten Zustand gegeben durch:

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_0\, r_0 \cdot \frac{1}{r}\left(= \frac{V_0}{\ln R_0/r_0} \cdot \frac{1}{r}\right) \tag{2}$$

und die kritische Spannungsdifferenz durch

$$V_0 = \mathfrak{E}_0\, r_0 \cdot \ln R_0/r_0\,. \tag{3}$$

Läßt man r_0 und R_0 zunehmen in der Weise, daß R_0 stets gleich $r_0 + d$ ist (Voraussetzung dafür, daß alle diese Formeln gelten, ist dabei aus ionentheoretischen Gründen stets, daß d nicht zu klein ist), so erhält man im Grenzfall $r_0 = \infty$ die entsprechenden Formeln für Plattenelektroden.

$$\mathfrak{E}_0 = a; \quad \mathfrak{E} = \mathfrak{E}_0 = \text{const}; \quad V_0 = \mathfrak{E}_0 \cdot d\,. \tag{4}$$

aus denen die Bedeutung der Konstante a hervorgeht. Es ist nämlich a die Stärke des Feldes, das mindestens im Gas liegen muß, damit die Entladung bestehen kann. Nun nimmt das Feld um einen Draht nach Gl. (3) rasch ab mit wachsender Entfernung und man erkennt aus einer Kombination der Gl. (1)—(3), daß

$$a = \frac{V_0}{\ln R_0/r_0} \cdot \frac{1}{(r_0 + b/a\sqrt{r_0})} \tag{5}$$

sein muß, damit die Entladung bestehen kann. Durch einen Vergleich mit Gl. (2) kommt man so mit Peek zu der anschaulichen Deutung, daß im Abstand $b/a\sqrt{r_0}$ von der Drahtoberfläche die Feldstärke den für Plattenelektroden kritischen Wert haben muß; die Entladung spielt sich ab in einer Mantelzone von der Dicke $b/a\sqrt{r_0}$. Daraus können wir zwei wichtige Folgerungen ziehen. Zunächst sehen wir, daß es für die Entladung ziemlich gleichgültig ist, wie das Feld außerhalb dieser Zone beschaffen ist und daß es in der Hauptsache also nur auf den Verlauf der Feldstärke in der nächsten Umgebung des Drahtes ankommt. Wir können also als Gegenelektrode an Stelle eines konzentrischen Zylinders ebensogut eine andere Fläche nehmen, z. B. einen zweiten Draht; ist dieser dick genug, so wird an ihm noch keine Entladung sich ausbilden, wenn um den dünnen Draht vom Radius r_0

[19]) N. Töpler, Arch. f. Elektrotechn. **14** (1925) 305.
[20]) R. Holm, Wiss. Veröfftl. d. Siemenskz. **4** (1925), 14.
[21]) Eingehende Darstellung des gesamten theoretischen und experimentellen Materials bei O. W. Schumann, l. c.

längst die Korona angesetzt hat. Dies gilt unabhängig von der Polarität der Elektroden und es liegt auch hierin nebenbei bemerkt ein prizipieller Unterschied gegenüber den Verhältnissen bei der Glimmentladung. Damit ist ohne weiteres nun auch eine Übertragung unserer Formeln auch auf andere Elektrodenformen, z. B. auf Netzelektroden möglich. Ändern wird sich natürlich der Wert für die kritische Spannung V_0, da der Ausdruck Gl. (3) nun ein ganz anderer wird (der sich in den meisten Fällen nur durch sehr verwickelte potentialtheoretische Untersuchungen finden läßt). Daß aber in der Tat die Feldverteilung in der Umgebung eines genügend dünnen Drahtes nur wenig abhängt von der Form und Lage der Gegenelektrode, kann man etwa an dem Beispiel Gegenelektrode = konzentrischer Zylinder und Gegenelektrode = paralleler Draht, wofür die Rechnungen leicht durchzuführen sind, ersehen. Die Zahlenwerte der Konstante a und b sind bisher leider nur für normale atmosphärische Luft einigermaßen bekannt. Man kann dafür etwa annehmen, wenn $\mathfrak{E}$ in KV/cm gemessen wird und δ die Luftdichte, bezogen auf die Dichte 1 bei 760 mm und 25^0 C ist, $a = 33,7$ bzw. $31,0$ bzw. $33,7$ und $b = 8,13\sqrt{\delta}$ bzw. $9,54\sqrt{\delta}$ bzw. $8,90\sqrt{\delta}$ für die positive bzw. negative Gleichstrom- bzw. die Wechselstromentladung. Die Dicke der Entladungszone ist z. B. an einem Draht von 1 mm Radius von der Größenordnung 1 mm.

Wir haben also der Sprühelektrode dicht anliegend eine verhältnismäßig dünne Schicht, in der die eigentliche Entladung vor sich geht und Ionen beiderlei Vorzeichens erzeugt werden. Um diese legt sich ein Gebiet mit unipolarer Strömung, in dem die Stromdichte nach außen hin rasch abnimmt. Dieser Strömung entspricht eine Raumladung, die das rein elektrostatische Feld verzerrt und zwar in der Weise, daß sie dasselbe vor sich verstärkt und hinter sich schwächt. Komplizierter sind die Verhältnisse natürlich für die Wechselstromkorona, in der abwechselnd in jeder Halbperiode positive bzw. negative Ladungen nach außen abfließen.[22]) Für die Gleichstromkorona kann man nun die Feldverzerrung wenigstens angenähert berechnen nach den üblichen Methoden der Potentialtheorie. Daß dabei die Diffusion und vor allem auch die Strömung des Gases störende Einflüsse auf die Raumladungsverteilung ausüben könnten, ist bei der Stärke des auf die Ionen wirkenden elektrischen Feldes und der dadurch bedingten sehr großen Wanderungsgeschwindigkeit derselben nicht zu befürchten, wie man dies durch eine Überschlagsrechnung sofort erkennen kann. Ist $\mathfrak{E}$ die Feldkraft und n die Anzahl der Ionen in der Volumeinheit, so ist im achsialsymmetrischen Zylinderfeld nach der Poissonschen Gleichung:

$$\frac{1}{r}\frac{d}{d r}(\mathfrak{E} \cdot r) = 4\pi n e_0 . \tag{6}$$

Die Ionendichte n ist aber gegeben durch die Stromdichte i und die Wanderungsgeschwindigkeit $k \cdot \mathfrak{E}$ der Ionen, wo k die Ionenbeweglichkeit ist:

$$i = n e_0 \cdot k \mathfrak{E} \tag{7}$$

und die Stromdichte i ihrerseits wiederum ist wegen der Kontinuität der elektrischen Strömung gegeben durch die Stromdichte i_0 an der Oberfläche der Sprühelektrode

$$i = i_0 / 2\pi r . \tag{8}$$

Aus Gl. (7) und (8) erhält man die Gleichung (6) in der Form

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{d}{d r}(\mathfrak{E}\, r) = \frac{2 i_0}{k \mathfrak{E}}, \tag{9}$$

deren Integration ergibt

$$(r\,\mathfrak{E})^2 = \frac{2 i_0}{k} r^2 + C . \tag{10}$$

Eine gewisse Schwierigkeit liegt in der Bestimmung der Konstante C, da man den Feldverlauf in der Koronazone nicht kennt. Eine Möglichkeit[23]) zu einer angenäherten Berechnung wäre die, C zu bestimmen aus der Bedingung, daß die Spannungsdifferenz zwischen der Sprühelektrode und der Gegenelektrode einen vorgeschriebenen Wert hat. Bequemer ist es, mit Townsend[24]) zunächst hypothetisch anzusetzen, daß an der Oberfläche der Sprühelektrode, d. h. für $r = r_0$, die Feldstärke gerade den kritischen Wert $\mathfrak{E}_0$ hat. Daß diese Annahme in der Tat eine recht gute Näherung darstellt, hat Townsend selbst bereits gezeigt sowohl durch allgemeine Überlegungen wie durch Versuche. Wir finden mit dieser Grenzbedingung für die Feldverteilung:

$$\mathfrak{E}^2 = \left(\mathfrak{E}_0 \frac{r_0}{r}\right)^2 + \frac{2 i_0}{k}\left(1 - \frac{r_0^2}{r^2}\right) . \tag{11}$$

Zwei Grenzfälle sind daraus sofort zu übersehen. Wenn i sehr klein ist

$$\left(\frac{2 i_0}{k} \ll \mathfrak{E}_0^2 \frac{r_0^2}{R_0^2}\right), \tag{11 a}$$

ist das Feld das hyperbolisch abfallende nur durch die Oberflächenladungen bestimmte; wenn andererseits i groß genug ist, nähert sich das Feld in fast dem ganzen Kondensator dem nur durch die Raumladungen bedingten konstanten Wert $\sqrt{2 i_0/k}$. Aber nur die numerische Rechnung, die etwa auf

[22]) Vgl. R. Holm, l. c.

[23]) J. J. Thomson, Elektrizitätsdurchgang in Gasen (Deutsch von Marx), S. 428f.; J. S. Townsend, Marx' Hdb. d. Rad., Bd. I, S. 332, 348.

[24]) J. S. Townsend, Phil. Mag. 28 (1914), 83.

Grund der empirisch bestimmten Charakteristik durchzuführen ist, kann natürlich darüber entscheiden, wie die Dinge tatsächlich quantitativ liegen. Um ein bestimmtes Beispiel zu haben, betrachten wir einen Zylinderkondensator mit $r_0 = 0{,}1$ cm und $R_0 = 15$ cm. Wir finden für $i = 0$, 10^4 und 10^5 st. E./cm, d. h. für $i = 0$; 0,33 und 3,33 Mill.-Amp./m die in Abb. 3 gezeichneten

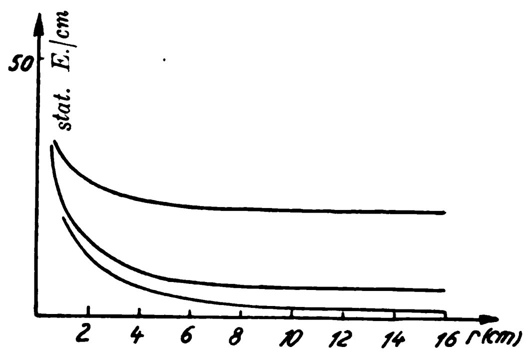


Abb. 3. Feldverzerrungen durch Raumladungen.

Feldkurven. Man erkennt deutlich die Vergrößerung des Feldes und die Annäherung an den konstanten Raumladungswert mit zunehmender Stromstärke. Da in Elektrofiltern mit Sprühelektroden nicht die Gradientkraft, sondern die Coulombsche Kraft als Triebkraft benutzt wird, kommt es nicht auf möglichste Inhomogenität, sondern auf

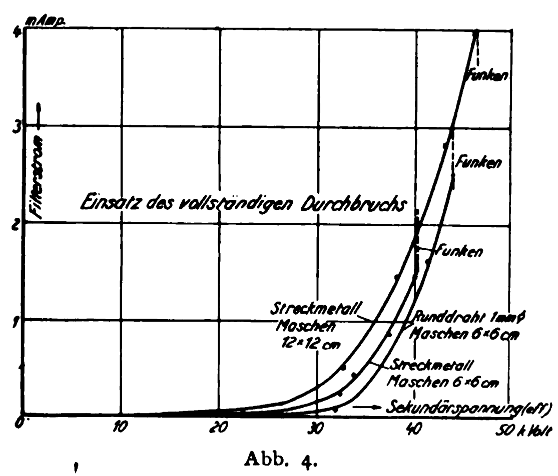


Abb. 4.

möglichste Stärke des elektrischen Feldes in möglichst ausgedehnten Raumteilen an und man wird also deshalb mit möglichst hohen Stromstärken arbeiten. Eine Grenze ist der Steigerung der Stromstärke jedoch gesetzt durch die Gefahr eines Umschlagens der Koronaentladung in einen vollständigen Durchbruch (Funke oder Bogen). Hierauf näher einzugehen[25]) würde hier zu weit führen, da es sich um sehr schwierige und erst zum Teil physikalisch geklärte Fragen, nämlich um die nach den Stabilitätsbereichen bestimmter Entladungsformen handelt. Zur Illustration aber möge die Abb. 4 dienen, in der das Einsetzen der Funkenentladung in einem Netzfilter nach Versuchen im Elektrofilterlaboratorium der S. S. W. eingezeichnet ist. Instruktiv dürfte daran vor allem sein, wie sehr die Funkenspannung von der Elektrodenform abhängt. Die Charakteristik der Entladung ist auf Grund der Kenntnis der Feldverteilung durch eine einfache Quadratur zu erhalten. Die diesbezüglichen Rechnungen haben Thomson und Townsend l. c. bereits durchgeführt und auch experimentelle Arbeiten liegen hier[26]), allerdings m. W. noch nicht bis hinauf zu den im praktischen Betrieb der Elektrofilter vorkommenden Stromdichtewerten, verschiedentlich vor. Es muß hier, da die Untersuchung der Charakteristik unmittelbar von geringerer Bedeutung ist, genügen, darauf hinzuweisen und an einem Beispiel in Abb. 5 für verschiedene Betriebsbedingungen eines zur Brüdenentstaubung eines Braunkohlenwerkes dienenden Netzfilters die Gestalt der Charakteristik zu zeigen (nach Aufnahmen der S. S. W.). Auch auf die vielen interessanten Fragen, die mit der Beeinflussung der Korona durch hochfrequente Schwingungen in der Speiseleitung zusammenhängen, kann hier nur hingewiesen werden.[27]) Auf einen Punkt aber müssen wir noch etwas näher eingehen, nämlich auf die Verteilung und Größe der Ladungsdichte n, da diese für die Aufladung der suspendierten Teilchen von größter Bedeutung sind. Aus Gl. (7) und (8) folgt:

$$n\, e_0 = \frac{i_0}{2\pi k} \frac{1}{r \cdot \mathfrak{E}} . \qquad (12)$$

Für schwache Ströme = elektrostatisches Oberflächenladungsfeld ist also, da dann $\mathfrak{E}$ umgekehrt proportional r ist, die Ladungsdichte räumlich konstant; für starke Ströme = Raumladungsfeld hingegen, wo $\mathfrak{E}$ über weite Bereiche räumlich fast konstant ist, nimmt die Ladungsdichte nach außen etwa umgekehrt proportional der Achsenentfernung ab. Die Größe der Raumladung ist im Mittel nur recht wenig abhängig von der Stromstärke. Dies ist auch ohne Rechnung — man müßte dazu nur in Gl. (12) $\mathfrak{E}$ mit Hilfe von (7) und (8) ausdrücken durch n — zu übersehen. Denn da $\mathfrak{E}_0$ als konstant angenommen wurde, wirken sich eine Zunahme von i_0 und Zunahme von $k\,\mathfrak{E}$ = Geschwindigkeit der Ionen in Gl. (12) entgegen. Man findet für n durch die numerische Berechnung die Größenordnung von etwa 10^8 Ionen/cm³.

[25]) In Betracht kommen hier vor allem die Arbeiten von M. Töpler. Vgl. O. W. Schumann, l. c., S. 1ff.

[26]) Z. B. J. S. Townsend, Hdb. d. Radiologie, Bd. I, Kap. X; V. Scheffers, Phys. Zs. **15** (1913), 981; **15** (1914) 405.

[27]) Vgl. dazu M. Tunkel, Wiss. Veröfftl. d. Siemenskz. **4** (1925), 214.

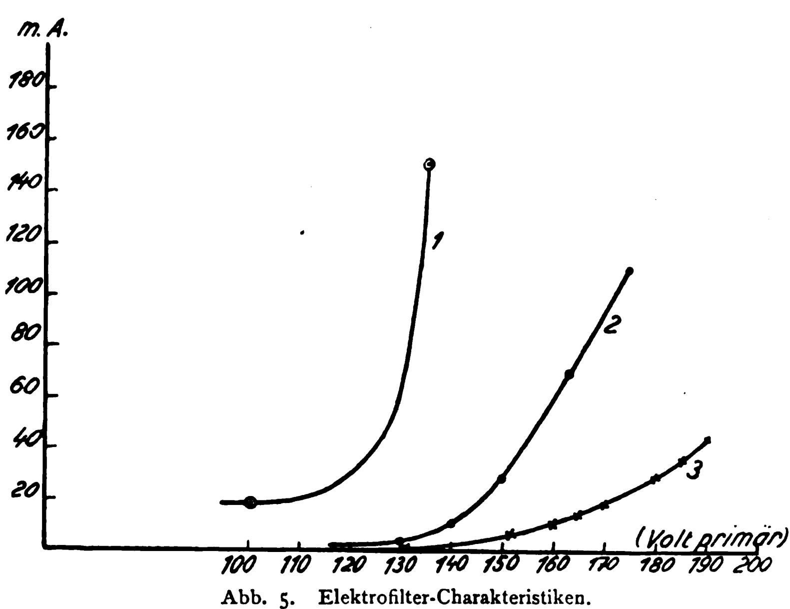


Abb. 5. Elektrofilter-Charakteristiken.
1. Luft heiß. 2. Luft kalt. 3. Brüden.

Fragen, z. B. für die Möglichkeit einer retrograden Teilchenbewegung, für die Energieverhältnisse, für die Feldverzerrung usw. ist sie von Bedeutung.

Wir werden zunächst zu überlegen haben, wie denn überhaupt eine Aufladung von Teilchen vor sich gehen kann und wollen hier erst einmal alle bestehenden Möglichkeiten betrachten. Wie weit die Teilchen bereits geladen in den Filterraum eintreten, läßt sich generell wohl kaum sagen und ist auch m. W. durch direkte Messungen noch nicht untersucht. Wir kennen zwar verschiedene Effekte, die eine spontane Aufladung der Teilchen bewirken und eine Rolle spielen könnten, z. B. die Begleiterscheinungen mancher chemischer Prozesse, das Zerstäuben von Flüssigkeitsteilchen, das Zerbrechen oder Zermahlen fester Körper und endlich vielleicht auch die Erzeugung von Reibungselektrizität bei der heftigen turbulenten Bewegung der mit Teilchen erfüllten Gasmassen.[28]) Aus der Tatsache, daß zu einer befriedigenden Elektrofilterung eine künstliche Aufladung der Teilchen notwendig ist, wird man aber schließen können, daß die spontane Ladung der Teilchen meist keine merkliche Rolle spielt. Eine zweite Möglichkeit ist gegeben durch die direkte Berührung der Teilchen mit den unter Spannung stehenden Elektroden des Filters. Man hätte sich dann vorzustellen, daß die Teilchen nach erfolgter Aufladung wieder abprallen und dann an die Niederschlagselektrode getrieben werden. Es ist allgemein wohl kaum möglich, anzugeben, wie weit diese Art der Aufladung von Bedeutung ist, da Haftkräfte kapillarer oder rein mechanischer Natur dabei eine Rolle spielen dürften und da es auch rein geometrisch auf die Oberflächengröße der Sprühelektroden ankommen wird. Man kann aber immerhin zeigen, daß die Ladungen, die solche rückprallende Teilchen mit forttragen, recht beträchtliche sein können. Die Theorie des Probekügelchens[29]) liefert für die Ladung einer Kugel vom Radius R nach Berührung mit einer Fläche, auf der die Ladungsdichte σ sitzt, den Wert $6{,}4\pi R^2\sigma$, worin man σ in bekannter Weise finden kann aus der Größe der Normalkomponente der elektrischen Feldstärke an jener Oberfläche. Man kommt so

Anschließend an diese Betrachtungen ist nun noch die Diskussion der Frage naheliegend, ob nicht auch die suspendierten und aufgeladenen Teilchen das elektrische Feld verzerren können. Da die von Ladungsträgern herrührende feldverzerrende Raumladung nach Gl. (10) bei derselben Stromdichte mit abnehmender Beweglichkeit der Ladungsträger zunimmt, könnten in der Tat die suspendierten Teilchen einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag zur Raumladung liefern, auch wenn der von ihnen getragene Strom nur einen kleinen Bruchteil des ganzen im Filter fließenden Stromes ausmacht. Zu bedenken wäre hier ferner, daß — ebenfalls wegen der kleinen Beweglichkeit der suspendierten Teilchen — für diese nicht mehr wie für die Ionen die räumliche Verteilung unabhängig von der hydrodynamischen Bewegung des Gases und nur durch das elektrische Feld gegeben ist, sondern daß man wahrscheinlich mit einer im Mittel ziemlich homogenen Raumdichte rechnen müßte. Quantitative experimentelle Unterlagen zur Durchführung der diesbezüglichen Rechnungen scheinen hier leider noch nicht verfügbar zu sein.

V. Die Aufladung der Teilchen.

Wir sind im Verlauf der bisherigen Ausführungen schon des öfteren auf die Frage gestoßen, wie groß die auf den suspendierten Teilchen sitzenden Ladungen sind. Für die Kenntnis der tatsächlichen Wanderungsgeschwindigkeit der Teilchen in einem gegebenen Feld ist die Kenntnis dieser Teilchenladung natürlich unerläßlich und bildet schon deshalb eine der wichtigsten Grundlagen der Elektrofiltertheorie; aber auch für mancherlei sekundäre

[28]) Lit. bei K. Kähler und C. Dorno, Ann. d. Phys. **77** (1925) 71. A. Stäger, ebenda **77** (1925), 225.

[29]) J. C. Maxwell, Lehrbuch der Elektr. u. des Magn. (Deutsch v. Weinstein), Bd. I, S. 356ff.

unter den in der Praxis auftretenden Verhältnissen zu Teilchenladungen von der Größenordnung 10^3 bis 10^7 Elementarquanten e_0 für $R = 10^{-4}$ bis 10^{-2} cm. Eine dritte Möglichkeit sei eben nur als Möglichkeit erwähnt, nämlich die Abtrennung von Sekundärelektronen aus den Teilchen infolge des Aufpralls schnell bewegter Ladungsträger auf dieselben. Theoretisch besteht diese Möglichkeit ohne Zweifel, man kann sich aber überschlagsweise ausrechnen, daß auf diesem Weg in praxi nur sehr kleine Effekte hervorgerufen werden können.

Somit bleibt als letzte und wichtigste Möglichkeit die der Aufnahme von Ladungen in Gestalt von Ionen aus dem umgebenden Gas. Sie setzt voraus, daß in diesem Ladungsträger in genügender Zahl vorhanden sind und damit wird nun die Aufgabe und die Wirksamkeit der Sprühentladung verständlich und man erkennt, daß das Sprühen den Zweck hat, diese Ladungsträger zu schaffen und daß es nicht nur eine unerwünschte Begleiterscheinung bei der Erzeugung möglichst hoher Feldstärken ist. Man kennt eine solche Aufladung durch Trägeranlagerung schon seit langem und hat sie im Zusammenhang mit luftelektrischen Fragen experimentell und theoretisch untersucht, allerdings von wesentlich anderen Gesichtspunkten aus. Den Unterschied in den Problemstellungen erkennt man am besten, wenn man sich folgendes vergegenwärtigt: Das aufgeladene Teilchen kann sich in einer Wolke positiver und negativer Ladungsträger oder in einer Wolke von Ladungsträgern befinden, die alle nur Ladungen desselben Vorzeichens tragen. Der erstere Fall ist der bei luftelektrischen Problemen behandelte und spielt in der Filtertheorie nur eine geringe Rolle, nämlich nur innerhalb der Koronazone; der zweite Fall der rein „unipolaren Adsorption" hingegen ist nach den Ausführungen im vorhergehenden Abschnitt der in den Filtern hauptsächlich auftretende und mit ihm werden wir uns ausführlicher zu beschäftigen haben. Die bipolare Adsorption also möge deshalb nur ganz kurz behandelt werden.[30]) Die Anlagerung der Ladungsträger an ein suspendiertes Teilchen kommt hier dadurch zustande, daß die Ladungsträger bei ihrer gaskinetischen Wärmebewegung in die Nähe eines Teilchens geraten und von diesem durch die influenzierten Ladungen angezogen werden. Man hat sich also den Vorgang der Anlagerung nicht einfach so vorzustellen, daß die Teilchen infolge ihrer Relativbewegung zu der Wolke der Ladungsträger durch diese wie ein Kamm hindurchfahren und alle auf ihrem Weg liegenden Teilchen mitnehmen; wie eine einfache Überschlagsrechnung zeigt, kommt man dabei auf viel zu kleine Werte für die aufgenommene Ladung. Wenn wir es nun mit der bipolaren Adsorption zu tun haben, so lagern sich positive und negative Ionen an die Teilchen an. Wie die genauere Analyse des Anlagerungsvorganges ergibt, werden zwar, auch wenn gleich viel positive und negative Ionen in der Umgebung des Teilchens vorhanden sind, die Ionen mit der größeren Beweglichkeit im Überschuß an das Teilchen wandern, es findet aber im ruhenden Gas sehr bald eine Kompensation des Beweglichkeitsunterschiedes durch die Kraftwirkung der bereits auf dem Teilchen sitzenden Ladung statt und es bildet sich um das Teilchen ein Verarmungsbereich von Ionen des einen Vorzeichens mit einem Diffusionsgefälle. Im bewegten Gas sind die Verhältnisse günstiger, da das bereits geladene Teilchen stets an neue Stellen des ionisierten Gases gebracht wird. Diese Verhältnisse sind in den einschlägigen luftelektrischen Arbeiten und neuerdings in theoretischen Untersuchungen über Potentialsonden — wo ganz ähnliche Probleme auftreten —, eingehend diskutiert worden. Jedenfalls ergeben sich stets Aufladungen, die sehr viel kleiner sind als die bei unipolarer Adsorption auftretenden oder genauer gesagt, es sind die Aufladezeiten wesentlich größer. Mit dieser letzten Bemerkung haben wir zugleich den Punkt berührt, auf den es bei der Anwendung dieser Betrachtungen auf Elektrofilter ankommt. Da es sich in praxi stets um die Ausfilterung strömender Gase handelt, interessiert nämlich vor allem die Geschwindigkeit, mit der die Aufladung vor sich geht. Denn wenn ein merkbarer Effekt eintreten soll, müssen sich die Teilchen innerhalb von Zeiträumen merklich aufladen, die klein sind im Vergleich zu der Zeit, die das Gas zum Durchströmen durch das Elektrofilter braucht.

Es handelt sich also darum, zu berechnen, innerhalb welcher Zeit bei gegebener Raumdichte der Ionen ein Teilchen eine bestimmte Ladung E durch Adsorption aufnimmt; die Ionendichte n werde dabei zunächst als gegeben vorausgesetzt, obwohl sie ihrerseits aus dem elektrischen Feld und aus der Stromdichte zu berechnen wäre. Zunächst sieht man schon ohne jede Rechnung ein, daß mit zunehmender Teilchengröße die in bestimmter Zeit aufgenommene Ladung zunehmen, bzw. die zur Aufnahme einer bestimmten Ladung notwendige Zeit abnehmen muß, weil die abstoßende Kraft der jeweils bereits auf dem Teilchen sitzenden Ladungen umso kleiner und die Zahl der auf das Teilchen in der Zeiteinheit auftreffenden Ionen um so größer wird, je größer das Teilchen ist. Den Gang der Rechnung selbst kann man anschaulich machen durch die folgende Überlegung:[31]) die im Gas verteilten Ionen nehmen teil an der thermischen Bewegung der Gasmoleküle und stoßen

[30]) H. Ebert, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **3** (1906) 61.

[31]) Vgl. dazu F. v. Hauer, Ann. d. Phys. **61** (1920) 303.

infolge dieser Bewegung mit dem suspendierten Teilchen zusammen. Die Relativgeschwindigkeiten zwischen Teilchen und Ionen sind dabei aber nicht für alle Stöße dieselben, sondern sie sind nach den Gesetzen der Statistik verteilt um einen Mittelwert, d. h. es kommen, wenn auch mit sehr schnell abnehmender Häufigkeit, Stöße mit größeren Geschwindigkeiten als die mittlere vor. In dem Maß, wie das Teilchen sich auflädt, werden nur noch die Stöße mit größeren und immer größeren Geschwindigkeiten fähig sein, gegen die abstoßende Kraft der bereits auf dem Teilchen sitzenden Ladung Ionen an dieses heranzuführen und es wird deshalb mit zunehmender Teilchenladung die Aufladegeschwindigkeit immer mehr, und zwar recht rasch, abnehmen. Eine Grenze für die Aufladung ist im Rahmen dieses gaskinetischen Bildes natürlich überhaupt nicht gegeben, da alle Relativgeschwindigkeiten bis hinauf zu unendlich großen theoretisch vertreten sind. Praktisch aber werden die erforderlichen Aufladezeiten schon bald unendlich groß. Die Durchführung der Rechnung auf den angegebenen Weg und auf einem zweiten, auf den Gesetzen der allgemeinen statistischen Mechanik fußenden jedoch hier nicht näher zu beschreibenden, führen zu einer Beziehung, welche die Ionendichte n in der Umgebung des Teilchens und die Zeit t, die zur Anlagerung von x Ionen notwendig ist, miteinander verbinden und die sich mit einer hier wahrscheinlich hinreichenden Annäherung für Luft unter normalen Verhältnissen darstellen läßt in der Form (R = Radius des Teilchens):

$$n \cdot t = \frac{1}{10^5 \cdot r^2} \cdot \frac{e^{\frac{b \cdot 10^{-6}}{R} x} - 1}{e^{\frac{b \cdot 10^{-6}}{r}} - 1}. \qquad (1)$$

Eine gewisse Unsicherheit bei der Durchführung der Rechnungen liegt noch darin, daß in dieselbe die Masse der sich anlagernden Ionen eingeht, da sie deren thermische Geschwindigkeit bestimmt, und daß diese Ionenmasse nicht genauer bekannt ist. Die Größenordnung von $n\,t$ wird jedoch hierdurch nicht beeinflußt, da nur die Wurzel aus der Ionenmasse als Faktor auftritt. Aus demselben Grund müßte man bei genauerer Rechnung auch die Temperatur des Gases berücksichtigen. Bedenklicher ist es, daß man in den Rechnungen die mittlere kinetische Energie der Ionen in einem elektrischen Feld nicht ohne weiteres der der Gasmoleküle gleichsetzen kann[32]); die Theorie muß hier noch verfeinert werden. Die numerische Berechnung der Gleichung (1) gibt das in Abb. 6 gezeichnete Bild und zeigt, daß $n\,t$ mit abnehmendem Teilchenradius R und zunehmendem x rasch außerordentlich groß wird. Trotzdem bleiben die Aufladezeiten unter den im Elektrofilter herrschenden Verhältnissen klein, da die Ionendichte n sehr groß ist. Man wird bis herab zu Teilchenradien von 10^{-3} cm und hinauf zu Ladungen von der Größenordnung 1000 e_0 mit Aufladezeiten rechnen können, die nur Bruchteile von Sekunden betragen. Für die kleinsten Teilchen allerdings werden die Verhältnisse dann rasch ungünstiger. Die Aufladegeschwindigkeit ist unter sonst gleichen Verhältnissen um so größer, je größer das Teilchen ist und nimmt mit zunehmender Teilchenladung rasch

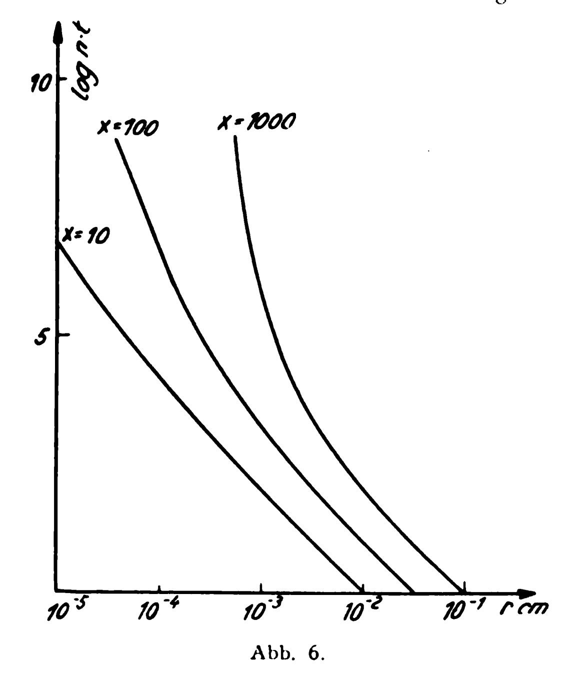


Abb. 6.

ab. Allgemein müßte man nun für ein gegebenes Feld und für eine gegebene räumliche Verteilung der Ionen die Wanderung des sich allmählich aufladenden Teilchens untersuchen und könnte daraus in Verbindung mit dem Stokesschen Gesetz mittlere Wanderungsgeschwindigkeiten, bzw. die totalen Wanderungszeiten durch das Filter bestimmen. Diese Aufgabe wenigstens in einem speziellen Fall zu lösen ist Hr. Deutsch[33]) kürzlich in einer interessanten Arbeit gelungen, seine Untersuchung ist also in dieser Beziehung weiterreichend als die oben mitgeteilten Überlegungen. Unter der Annahme genügend großer Stromdichte in einem Zylinderkondensator, so daß die Feldstärke im größten Teil des Filterraumes bereits den konstanten Raumladungswert $\sqrt{2\,i_0/k}$ erreicht hat, ergibt sich, daß die Beweglichkeit der geladenen Teilchen fast unabhängig von der Teilchengröße ist und den Wert von etwa 0,5 cm/sek./stat. E./cm hat. Dieser zunächst überraschende Befund wird physikalisch verständlich dadurch, daß einerseits die Beweglichkeit mit der Teilchengröße durch das

[32]) Z. B. F. B. Pidduck, Proc. Roy. Soc. **88** (1913), 296.

[33]) W. Deutsch, Ann. d. Phys. **68** (1925), 335.

Stokessche Gesetz, andererseits die Feldstärke und damit die mittlere Verweilzeit eines Teilchens im Filter mit der Ionendichte durch die Raumladungsbeziehung verbunden sind; allerdings ist es schwierig, den Grad der erzielten Annäherung quantitativ abzuschätzen.

Gegen alle diese Überlegungen läßt sich nun aber leider ein schweres Bedenken vorbringen, das vielleicht sogar ihre Brauchbarkeit für unsere Zwecke überhaupt in Frage stellt; denn es wird dabei stillschweigend stets vorausgesetzt, daß die Ionen nach dem Gleichverteilungsgesetz der Energie an der thermischen Bewegung der Gasmoleküle teilnehmen. Dies gilt nun sicher nicht mehr[34]), wenn die Ionenwolke, in der die Adsorption vor sich geht, sich in einem elektrischen Feld befindet, wie dies gerade in den Elektrofiltern in ausgeprägter Weise der Fall ist. Die Theorie der Teilchenaufladung muß von diesem Gesichtspunkt aus noch einer Revision unterworfen werden. In dem einen Grenzfall, der dem oben betrachteten gerade entgegengesetzt ist, würde man statt von einer Ionenwolke geradezu von Ionenstrahlen sprechen müssen und dann würde das Bild von einer „Auskämmung" der Ionen durch die suspendierten Teilchen (unter Berücksichtigung allerdings der Verzerrung der Ionenstrahlen durch das Eigenkraftfeld der Teilchen) anzuwenden sein. Erste Ansätze zur Behandlung dieses Falles hat Rohmann[35]) entwickelt.

VI. Theorie der Elektrofilterung.

Wir haben in den vorhergehenden Abschnitten die einzelnen Faktoren, die im Elektrofilterprozeß zusammenwirken, eingehend besprochen und dabei absichtlich die Lücken unserer Kenntnisse hervorgehoben. Zum Teil würde man diese durch weitere theoretische und vor allem durch experimentelle physikalische Untersuchungen ausfüllen können, zum Teil werden sie sich aber wohl nur durch Versuche und Beobachtungen in der Praxis überbrücken lassen. Trotzdem kann eine theoretische Diskussion auch heute schon insofern von Nutzen sein, als sie eine Orientierung über gewisse quantitative Einzelheiten liefert.

Am einfachsten liegen die Dinge für den Fall, daß in einem Filter nur die Gradientkraft wirkt, d. h. daß die am Filter liegende Spannung den kritischen Wert noch nicht erreicht hat. Denn die Verhältnisse sind dann lückenlos faßbar, da keine Aufladung der Teilchen stattfindet und das Feld das durch Raumladungen ungestörte, rein elektrostatische ist. Voraussehen läßt sich allerdings schon ohne jede Rechnung, daß derartige Filter nur zur Entfernung der größeren Teilchen dienen könnten, in welchem Umfang dies möglich sein würde, kann aber nur die wirkliche Durchrechnung zeigen. Wir wollen dazu den einfachsten Fall des Zylinderfilters betrachten, bestehend aus einem Innenzylinder vom Radius r_0 und einem konzentrischen Außenzylinder vom Radius R_0, zwischen denen die Gleichspannung V (KV) liegt. Für kugelförmige Teilchen vom Radius R wird dann nach Gl. (II 3, III 1) die Wanderungsgeschwindigkeit:

$$U = -\frac{dr}{dt} = \frac{11}{6\pi\eta}\,\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}\,R^2\left(\frac{V}{\ln R_0/r_0}\right)^2\frac{1}{r^3}. \quad (1)$$

Da nur die optimalen Verhältnisse interessieren, können wir für V die Größenordnung des kritischen Wertes benutzen:

$$V = 30\left(1 + \frac{0{,}47}{\sqrt{2\,r_0}}\right) r_0 \ln\frac{R_0}{r_0} \quad (2)$$

und ferner $\varepsilon = \infty$ setzen. Wir erhalten dann

$$U = \left[30^2\left(1 + \frac{0{,}47}{\sqrt{2\,r_0}}\right)^2 r_0^2\cdot\frac{11}{6\pi\eta}R^2\right]\cdot\frac{1}{r^3}\,. \quad (3)$$

Die Integration dieser Gleichung gibt die totale

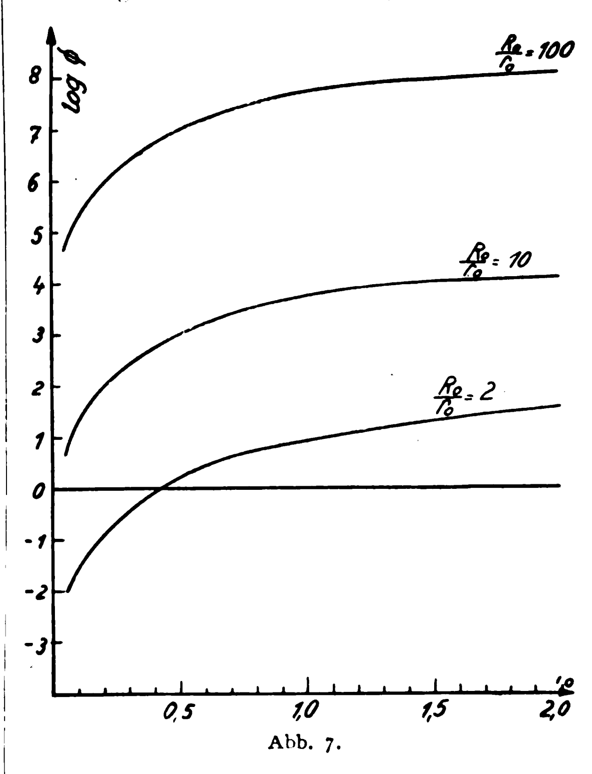


Abb. 7.

Wanderungszeit zwischen $r = R_0$ und $r = r_0$ mit den Zahlenwerten für Luft:

$$T = \frac{10^{-7}}{R^2}\left[\frac{r_0^2\left(\left(\frac{R_0}{r_0}\right)^4 - 1\right)}{\left(1 + \frac{0{,}47}{\sqrt{2\,r_0}}\right)^2}\right] \quad (4)$$

[34]) J. S. Townsend, Marx' Hdb. d. Rad. I, Kap. 5.
[35]) H. Rohmann, Zs. f. Phys. **17** (1923), 253.

Trägt man sich die Funktion $[\,] = \oint (r_0, R_0/r_0)$ graphisch auf (Abb. 7), so sieht man sofort, daß verschiedene Größen (r_0!) und verschiedene Formen (R_0/r_0!) der Filter gleichwertig sein können, daß es aber ein Optimum der Form und Größe nicht gibt, solange nicht noch andere Bedingungen, z. B. solche konstruktiver oder hydrodynamischer Natur hinzugenommen werden. Damit nun die totale Abscheidezeit z. B. von der Größenordnung 1 sek. ist, muß nach Gl. (3) sein:

$$2 \log R \geqq \log \oint - 7\,, \tag{5}$$

woraus sich in Verbindung mit Abb. 7 nun alles Wünschenswerte entnehmen läßt. Will man z. B. Teilchen bis herab zu der Größe $R = 10^{-3}$ cm abscheiden, so müßte $\log \oint \leqq 1$ sein und es würden Filter mit $r_0 = 0{,}5$ mm, $R_0 = 5$ mm oder mit $r_0 = 1$ cm, $R_0 = 2$ cm usw. dieser Bedingung genügen. Die Sachlage ist nicht eben günstig, sie wird aber rasch um so besser, je größer die noch gerade ausfilterbaren Teilchen sein sollen. Für spezielle Zwecke (grober Staub, Vermeidung jeder Explosionsgefahr) könnten solche Filter also immerhin in Betracht kommen. Sie zeigen ferner eine ausgesprochen selektive Wirkung, da sie kleinere Teilchen nur mit rasch abnehmender Ausbeute entfernen. Man kann diese „Siebwirkung" quantitativ erkennen, wenn man auf Gl. (1) zurückgeht und ausrechnet, aus welcher Entfernung r Teilchen von gegebener Größe R in gegebener Zeit noch an die Innenelektrode getrieben werden. Auf die einfache Diskussion der sich so ergebenden Endresultate soll jedoch hier nicht näher eingegangen werden. Dagegen dürfte es zur Illustration einer früheren Bemerkung noch nützlich sein, die Gültigkeit des Stokesschen Gesetzes zu untersuchen. Wir schreiben dazu Gl. (3) der Größenordnung nach an in der numerischen Form:

$$U = 10^7 \cdot \frac{r_0^2 R^2}{r^3}\,. \tag{6}$$

Damit das Stokessche Gesetz gilt, müßte nun $u \cdot R \cdot \varrho/\eta$ klein gegen 1 sein. Dies gibt die Bedingung, da U seinen größten Wert für $r = r_0$ hat:

$$R^3 \ll 10^{-8} \cdot r_0 \tag{7}$$

und zeigt deutlich, wie vorsichtig man bereits in der Formulierung der Grundlagen sein muß.

Da ein Vorteil der nur mit der Gradientkraft arbeitenden Filter darin liegt, daß sich die Richtung der auf die Teilchen wirkenden Triebkraft nicht umkehrt, wenn sich der Richtungssinn des elektrischen Feldes im Filter umkehrt, d. h. daß man solche Filter nicht nur mit Gleichspannung, sondern auch mit Wechselspannung betreiben kann, müssen wir hierauf noch kurz eingehen. Im Wechselfeld bewegen sich die Teilchen zwar stets in derselben Richtung, die Triebkraft aber schwankt periodisch zwischen dem Wert Null und einem maximalen Wert. Die hieraus tatsächlich resultierende beschleunigte Bewegung der Teilchen in Strenge zu diskutieren, wäre sehr schwer (vgl. Teil III). Angenähert kann dies aber geschehen, wenn man im zeitlichen Mittel wieder mit quasistationärer Stokesscher Bewegung rechnet. Man hat dann nur an Stelle der Gl. (1) nun eine Gleichung der Form

$$-\frac{dr}{dt} = c \cdot \frac{\sin n t}{r^3} \tag{8}$$

zu untersuchen und es ergibt sich, wie dies übrigens von vornherein zu erwarten war, daß die Wanderungszeit zwischen irgend zwei festen Stellen im Filter für Gleichspannung gerade doppelt so groß ist wie für Wechselspannung. Die Verhältnisse werden also bezüglich der Filterwirkung nicht prinzipiell geändert, sondern nur quantitativ etwas ungünstiger als für Gleichspannung. Die Möglichkeit einer Verbesserung der Filterwirkung durch Bekleidung der Elektroden mit dielektrischen Hüllen sei zum Schluß nur erwähnt, da sie theoretisch nichts prinzipiell Neues bietet.

Wesentlich komplizierter ist der Gang der Rechnung für Netzfilter, d. h. also für Filter, in denen die Elektroden aus parallelen, ebenen Drahtnetzen gebildet werden. Die allgemeine Behandlung stößt auf erhebliche analytische Schwierigkeiten, einer verhältnismäßig einfachen Rechnung zugänglich sind aber einige Sonderfälle. So z. B. der Fall, daß die eine Art von Elektroden aus einem so engen Netz besteht, daß man es elektrostatisch als gleichwertig mit einer leitenden Ebene betrachten kann und daß die andere Art von Elektroden aus parallelen, geraden, zylindrischen Drähten gebildet ist. Die Feldberechnung ist für diesen Fall bereits allgemein durchgeführt von Noether[36]) und kann durch passende Dimensionierung ohne große Einschränkung (es muß der vierfache Elektrodenabstand groß sein gegen den Drahtabstand) noch wesentlich vereinfacht werden. Es möge hier ohne die umfangreichen Zwischenrechnungen die Angabe genügen, daß man für den Fall einer senkrecht zu den Netzebenen verlaufenden Gasströmung in Filtern dieser Art zu recht aussichtsreichen Ergebnissen kommt, daß aber für den Fall einer Gasströmung parallel den Netzebenen keine praktisch in Betracht kommende Wirkung zu erwarten ist.

Die Theorie der mit Sprühelektroden arbeitenden Filter zu entwickeln ist vorläufig noch nicht in demselben Umfang möglich. Es liegt dies in erster Linie daran, daß sich die Aufladung der Teilchen nicht mit der notwendigen Schärfe quantitativ

[36]) F. Noether, Wiss. Veröfftl. d. Siemenskz. II S. 700.

fassen läßt. Man muß sich deshalb, wenn man sich nicht zu weit von der Verarbeitung nur bereits gesicherter Tatsachen entfernen will, vorläufig mit einigen Abschätzungen begnügen. In Betracht kommt hier im Gegensatz zu den oben behandelten Fällen nur ein Betrieb der Filter mit Gleichspannung, da für Wechselspannung sich nun in jeder Halbperiode die Richtung der Triebkraft und der Wanderungsgeschwindigkeit der Teilchen umkehrt. Man übersieht leicht, daß deshalb nur eine sehr dünne, an den Elektroden liegende Gasschicht ausgefiltert werden kann. Betrachten wir wieder ein Zylinderfilter (r_0, R_0/r_0) und hier zunächst den Fall, daß die Raumladungen das Feld nicht wesentlich verzerren (Gl. II 2, III 1), so ist die Geschwindigkeit eines Teilchens, das N Ionenladungen trägt:

$$-u = \frac{dr}{dt} = 1{,}6 \cdot 10^{-9} \cdot \frac{N}{6\,\pi\,\eta\,R} \cdot \frac{V}{\ln R_0/r_0} \cdot \frac{1}{r}. \qquad (9)$$

Zur Bestimmung der Größenordnung können wir hier für V den kritischen Wert

$$30\left(1 + \frac{0{,}47}{\sqrt{2\,r_0}}\right) \cdot r_0 \cdot \ln\frac{R_0}{r_0}$$

und ferner für die Klammer in diesem Ausdruck mit einer in praxi stets hinreichenden Genauigkeit den Wert 2 setzen und erhalten dann:

$$u = 3 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{N\,r_0}{R \cdot r}. \qquad (10)$$

Man erkennt aus diesem Ausdruck bereits, daß nur für sehr große Werte von N/R Geschwindigkeiten resultieren, die praktisch überhaupt in Betracht kommen. Verschärft wird dies Ergebnis natürlich noch dadurch, daß sich über die Coulombsche Kraft namentlich in den inneren Filterteilen die entgegengesetzt gerichtete Gradientkraft lagert. Integriert man die Gl. (10), so erhält man die totale Wanderungszeit und kommt in Übereinstimmung mit der eben durchgeführten Abschätzung von u zu demselben Ergebnis, daß nur in extremen Fällen eine befriedigende Ausfilterung stattfinden kann. Auf die entsprechenden Betrachtungen für Netzfilter einzugehen, würde hier ebenfalls zu weit führen. Es ergibt sich im Gegensatz zu der Sachlage für die Gradientkraft kein günstigeres Resultat als für die Zylinderfilter, wenn das Gas senkrecht zu den Elektrodenebenen strömt. Dies liegt daran, daß es nun nicht auf die Inhomogenität, sondern auf die absolute Größe der Feldkraft allein ankommt. Bei der Beurteilung dieses Ergebnisses darf man aber nicht vergessen, daß sich diese Rechnungen stets nur auf ein Elektrodenpaar, bestehend aus einer Sprüh- und aus einer Niederschlagselektrode, beziehen, daß hingegen in Wirklichkeit stets sehr viele solche Paare hintereinandergeschaltet sind. Dadurch findet natürlich eine Summation der Einzelwirkungen eines jeden Paares statt und es kann so eine befriedigende Gesamtwirkung auch theoretisch verständlich werden. Wenn das Gas parallel den Elektrodenebenen strömt, kommt diese Summationswirkung natürlich nicht in Betracht; dafür werden aber die Feldverhältnisse nun ungleich günstiger, sie gleichen in erster Näherung denen in einem Zylinderfilter mit kleiner Elektrodenkrümmung und sind denen in Zylinderfiltern mit einem dünnen Sprühdraht wesentlich überlegen.

Etwas günstiger wird jedoch die Sachlage, wenn wir zu größeren Stromdichten übergehen, und zwar aus zwei Gründen. Quantitativ zu erfassen ist davon der eine, nämlich die Erhöhung der Feldstärke und, was ebenso wichtig ist, die Homogenisierung des Feldes durch die Raumladungen. Nur qualitativ vorauszusehen ist der andere, nämlich daß mit einer Erhöhung der Ionendichte eine Vergrößerung der Teilchenaufladung parallel gehen wird. Für Zylinderfilter nimmt nach Gl. (IV 11) für das verzerrte Feld die der Gl. (10) entsprechende Beziehung nun die Form an (wenn i die Stromdichte in Amp./m ist):

$$u = 3 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{N\,r_0}{R \cdot r} \sqrt{1 + 3{,}5\left(\frac{r^2}{r_0^2} - 1\right) \cdot i}, \qquad (11)$$

aus der die Vergrößerung der Wanderungsgeschwindigkeit durch die Wirkung der Raumladungen entnommen werden kann. So ergibt sich z. B. für eine Stromdichte von 1 Mill. Amp./m, die bereits als eine recht hohe gelten kann, für die aus Gl. (11) berechnete Geschwindigkeit ein etwa 6 mal so großer Wert wie nach Gl. (10). Der Einfluß ist also nicht besonders groß; er wird aber wesentlich größer, wenn wir nicht die Geschwindigkeit, sondern die totale Wanderungszeit eines Teilchens durch das ganze Filter betrachten, da sich dann die Wirkung über den ganzen Weg summiert. Unbekannt ist jedoch in allen diesen Formeln noch die Teilchenladung N. Diese Unbestimmtheit hat, wie in Teil V bereits bemerkt wurde, Deutsch gerade für den Fall starker Raumladungswirkung vermieden und Beweglichkeiten in der Größenordnung von 1 cm/sek. für ein Feld von 1 stat. Einh./cm gefunden. Die tatsächliche Wanderungsgeschwindigkeit ergibt sich daraus in cm/sek. numerisch gleich der in statischen Einheiten gemessenen Feldstärke $\mathfrak{E}$. Rechnen wir zur Veranschaulichung wieder mit $i = 1$ Mill. Amp./m, so finden wir im größten Teil des Filters angenähert konstant $\mathfrak{E} \sim 10$ und also $u \sim 10$ cm/sek. Die entsprechenden Rechnungen unter Berücksichtigung der Raumladungswirkung auch für Netzfilter durchzuführen, dürfte kaum möglich sein. Man kann hier nur ganz überschlagsweise Abschätzungen vornehmen.

Wie weit es nun also tatsächlich möglich ist,

die erfahrungsgemäß vorhandenen Filterwirkungen durch theoretische Betrachtungen der eben durchgeführten Art zu verstehen, ist quantitativ sehr schwer zu beurteilen. In Netzfiltern dürfte diese Möglichkeit teils wegen der Summationswirkung bei in Serie liegenden Netzpaaren, teils wegen der günstigen Feldverhältnisse bei Parallelstrombetrieb bestehen. Zur Verbesserung des theoretisch errechneten Wirkungsgrades steht zudem noch der bereits erwähnte Punkt zur Diskussion, daß die Aufladung der suspendierten Teilchen infolge der übernormalen Energie der Ionen ein größerer ist als die gaskinetische Betrachtung ergibt. Derselbe Ausweg ist auch für Zylinderfilter noch offen, für welche die Verhältnisse an sich ungünstiger liegen. Bei der Umschau nach noch anderen Faktoren als den hier allein berücksichtigten elektrischen Triebkräften bietet sich aber vielleicht eine weitere Möglichkeit, auch wenn wir nach den Ausführungen in Teil I die Mitwirkung des Ionenwindes ausschalten. Es kann nämlich die Ladung der Teilchen bei der Ablagerung derselben an den Niederschlagselektroden insofern eine Rolle spielen, als sie ein festes Haften bewirkt und verhindert, daß die Teilchen von der Gasströmung wieder abgerissen werden. Ohne die Annahme einer derartigen spezifisch elektrischen Haftwirkung ist es schwer zu verstehen, warum man eine Gasreinigung nicht durch einfaches Ausblasen der suspendierten Teilchen bewirken könnte. Ferner ist einerseits eine Filterwirkung ohne Korona, d. h. ohne Aufladung der Teilchen, erfahrungsgemäß kaum vorhanden, während andererseits eine Überschlagsrechnung zeigt, daß die Turbulenz der Gasströmung allein bereits eine recht weitgehende Berührung der durch das Filter strömenden Gasmassen mit den Oberflächen der Niederschlagselektroden bedingt. Die letzte Entscheidung werden aber auch hier wohl nur sinngemäß angesetzte Versuche bringen können.

VII. Literaturverzeichnis.

Aus den zahlreichen Veröffentlichungen über Elektrofilterung, die zum großen Teil in Patentschriften, technischen Spezialzeitschriften und an anderen nicht leicht zugänglichen Stellen erschienen sind, ist im folgenden eine Auswahl zusammengestellt. Dem Charakter der vorhergehenden Ausführungen entsprechend wurden alle Arbeiten, die nur rein konstruktive oder wirtschaftliche Fragen behandeln, nicht erwähnt, wenn nicht besondere Gründe (z. B. instruktive Bilder, historische Bemerkungen u. dgl.) vorlagen. Nicht aufgenommen sind auch die Arbeiten, die sich nur oder in der Hauptsache mit den zu einer vollständigen Elektrofilteranlage notwendigen Hilfsvorrichtungen (z. B. den Gleichrichteranordnungen u. dgl.) beschäftigen und ebenso die älteren, vor den Cottrellschen Publikationen liegenden Veröffentlichungen, über die bereits mehrfach (z. B. in dem Artikel von Durrer) zusammenfassend berichtet worden ist. Die Arbeiten sind nachstehend chronologisch geordnet.

F. G. Cottrell, Elektrische Reinigung von suspendierten Teilchen. Journ. El. Power and Gas (1911), 165.
—, Elektrische Ausscheidung suspendierter Teilchen. Journ. Ind. and Eng. Chem. (1911), 542.
H. Püning, Die elektr. Reinigung der Luft und der Gase. Münster 1912.
W. H. Howard, Elektr. Rauchreinigung in Garfield. Bull. Am. Inst. Min. Eng. (1914), 2029.
F. W. Steer, Elektrische Entteerung. The Gas Age (1914), 261, 367.
C. Schiffner, Über einige Neuerungen zur Bekämpfung des Hüttenrauches. Metall u. Erz **11** (1914) Nr. 8.
Linn Bradley, Praktische Anwendung der elektr. Gasreinigung. J. A. I. E. E. III. Midwinter Conv. New York 1915.
A. F. Nesbit, Theoretische und experimentelle Betrachtungen über elektr. Gasreinigung. Ebd.
W. W. Strong, Theorie der Entfernung suspendierter Teilchen aus Gasen. Ebd.
R. W. Hilgenstock, Die elektr. Entteerung der Gase. Wasser u. Gas (1915), 233.
F. G. Cottrell, Neuere Fortschritte in der elektr. Gasreinigung. The Eng. (a. Min. Journ.) (1916), 385.
N. A. Halbertsma, Die elektr. Niederschlagung von Rauch u. Staub. Techn. f. Alle. (1917), Nr. 10.
Research Corporation. Bull. (1918), Nr. 1, 2, 3.
C. Schiffner, Elektr. Verfahren zur Bekämpfung des Hüttenrauchs. Elektrotechn. u. Maschb. **36** (1918), Nr. 18; Metall u. Erz **15** (1918), Nr. 2.
R. Durrer, Elektr. Ausscheidung fester und flüssiger Teilchen aus Gasen. Stahl u. Eisen (1919), Nr. 46, 47, 49, 50.
J. N. Wanchope, Elektr. Niederschlagung von festen Körpern aus Abzugsgasen. Electr. Rev. **74** (1919), Nr. 19.
W. G. Smith u. A. A. Heimrod, Anwendungen des Cottrellprozesses . . . Chem. a. Metall. Eng. **21** (1919) Nr. 6.
Bush, Elektrostatische Gasreinigung. The Electr. **85** (1920), 533.
N. H. Gellert u. K. V. Laird, Elektr. Gasreinigung. Iron Trade Rev. **15** (1920), 1; Electr. Rev. **87** (1920), Nr. 2235; Elektrotechn. u. Maschb. (1920), Nr. 52.
A. Gouvy, Gegenwärtiger Stand der Hochofengasreinigung. Rév. Metall. **17** (1920), Nr. 10.
A. Hutchinson u. E. Burg, Hochofengasreinigung in Skinningrove. The Eng. (1920), 553.
v. Johannsen, Die elektr. Gasreinigung. Umschau (1920), Nr. 25.
M. Shibusawa u. G. Niwa, Eine neue elektr. Gasreinigungsmethode. J. A. I. E. E. (1920), (Okt.).
R. Durrer, Elektr. Ausscheidung fester und flüssiger Teilchen aus Gasen. Stahl u. Eisen (1920), Nr. 42; (1921) Nr. 1.
E. Burg, O. Ollander u. F. Bainbridge, Elektrostatische Gasreinigung. The Eng. (1921), 75.
Gellert, Elektrische Reinigung von Hochofengas. Iron Age (1921), (Aug.).
—, Die Abscheidung von Schwebeteilchen aus den Abgasen industrieller Anlagen. Electr. Rev. Chicago (1921), 157.
M. S. Léfeque, Die Anwendung hochgespannter Elektrizität zur Staubniederschlagung. La Techn. Mod. (1921), 140.
C. S. Hershey, Die Cottrellanlage der Am. Ref. Comp. Electr. Journ. **21** (1921), 202.
L. Plaß, Elektr. Entstaubung und Gasreinigung. Metall u. Erz **18** (1921), 539; Rauch u. Staub **21** (1921), 127.
Wintermeyer Die elektr. Staubabscheidung. Techn. Blätter (Dtsch. Bergwerksztg.) **11** (1921), Nr. 51/52.

Schönburg, Neuere Bestrebungen in der Reinigung von Hochofengas. Metallbörse (1921), Nr. 4.
H. Thein, Gasreinigung durch Elektrizität. Zt. f. techn. Phys. **2** (1921), 177, 201.
H. A. Wirme, Der Cottrellprozeß der elektr. Staubniederschlagung. Electr. Rev. (1921), 910; Elektrotechn. u. Maschb. (1922), 117, (Nr. 10).
Foxwell, Der Niederschlag von Teernebeln auf elektr. Weg. Glückauf **58** (1922), 144; Gas World (Cocking Sect.) (1921), 12.
—, Der Niederschlag von Schwebeteilchen aus den Abgasen industrieller Anlagen. Electr. Rev. (1921), 157.
O. Hirsch, Elektr. Niederschlagung von Staub. Elektrotechn. Rsch. (1922), 31.
G. A. Wittle, Elektr. Niederschlagung von Staub in Zementfabriken. Electr. Rev. (1922), 125.
J. Baudenbacher, Wirkungsgrad der Entstaubungsanlagen von Brikettfabriken. Braunkohle (1922), 662.
Körting, Staubausscheidung aus Gasen durch Elektrizität. ZS. Ver. D. Ing. (1922), 719.
R. Durrer, Über die elektr. Gasreinigung. Stahl u. Eisen **42** (1922), 310.
R. Rathbun, Elektr. Abscheidung fester Teilchen aus Schmelzgasen. J. A. I. E. E. **41** (1922), Nr. 9.
—, Elektrische Reinigung von Rauch und Gasen bei der Pulvererzeugung. Rauch u. Staub **17** (1921), 19; Rév. gén. d'electr. **9** (1921), 6; Centralbl. d. Hütten- u. Walzwerke **27** (1923), Nr. 3.
W. A. Schmidt, Neuere Ergebnisse über elektr. Gasreinigung. J. A. I. E. E. **41** (1922), 527.
G. H. Horne, Über den elektr. Gasreinigungsprozeß. Ebd. 552.
H. Herrmann, Über die Abscheidung von festen u. flüssigen Bestandteilen aus Gasen. D. Wärme **46** (1923), 107.
Lent, Die Elektrofilter-Versuchsanlage in Duisburg-Meiderich. Hochofenausschuß (1923), Ber. Nr. 64.
—, Anlagen zur Abscheidung von festen u. flüssigen Teilchen aus Gasen. Centrbl. d. Hütten- u. Walzwerke **27** (1923), Nr. 2.
M. Saget, Die elektrische Staubniederschlagung. Rev. de Metallurg. (1923), Nr. 12.
G. Francke, Elektrische Brasenentstaubung. Braunkohle (1925), Nr. 40.
—, Elektrofilter in Braunkohlenbrikettfabriken. Ebd.
J. Dreher, Versuch an einer elektr. Gasreinigungsanlage beim Hochofenwerk Lübeck. Stahl u. Eisen (1925), Nr. 40.
N. H. Gellert, Die Entstaubung von Hochofengas. Iron Age **163** (1924), 422.
Schroeder, Die Beseitigung des Schornsteinauswurfs mittels elektr. Gasreinigung. Feuerungstechn. **12** (1924), 66, 73.
H. Nitzsche, Die elektr. Gasreinigung im Dienst der Zementindustrie. Tonindustrieztg. **48** (1924), 517.
—, Die elektr. Gasreinigung von Generatorgas. D. Wärme **47** (1924), Nr. 17.
O. Hahn, Elektrofilter - Gasreinigung. Siemens Zschr. (1924), Nr. 1.
W. Deutsch, Zeitschr. für techn. Phys. **6** (1925), 423.

Wasserkraftmaschinen in Forschung und Theorie.

Von Bruno Eck, Aachen.

(Fortsetzung und Schluß aus Nr. 1.)

Die Konstanz von ε bedeutet für die theoretische Berechnung eine außerordentliche Erleichterung, da es jetzt nur notwendig ist, die reine Durchströmung ohne Durchfluß zu behandeln

Für geradlinige Schaufeln[8]) habe ich ε näherungsweise ermittelt. Als Ausgangspunkt konnte die Tatsache benutzt werden, daß sich außer unendlich vielen Schaufeln auch der entgegengetzte Extremfall einer einzelnen Schaufel (Abb. 11) exakt

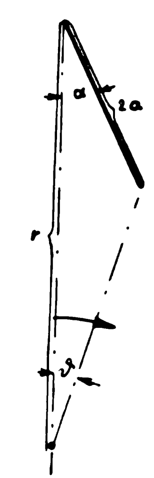


Abb. 11. Einschaufelturbine.

berechnen läßt mit Hilfe von konformer Abbildung. Rotiert eine gerade Platte mit den aus Abb. 11 ersichtlichen Bezeichnungen mit der Umfangsgeschwindigkeit u, so entsteht eine Druckerhöhung:

$$H = \frac{u^2}{g} \cdot \frac{a}{r} \left[\cos \alpha + \sin \alpha \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2} - \frac{3}{2} \frac{a}{r} \right]$$

also

$$\varepsilon = \frac{a}{r} \left[\cos \alpha + \sin \alpha \operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2} - \frac{3}{2} \frac{a}{r} \right].$$

Sind nun mehrere Schaufeln vorhanden, so wird sich die Störung, die eine Schaufel durch die übrigen erfährt, näherungsweise dadurch berechnen lassen, daß man letztere durch Einzelwirbel ersetzt (Abb. 12) und die induzierten Geschw. dieser Wirbel in der Nähe der betrachteten Schaufeln mit in Rechnung setzt. Diese Störungsgeschwindigkeiten liegen nun im wesentlichen in der Umfangsrichtung und haben in einem ausgerechneten Beispiele von 8 Schaufeln den aus Abb. 12 ersichtlichen Verlauf. Durch Superposition dieses Störungsfeldes mit der der Strömung der ungestörten Platte läßt sich aus der Abflußbedingung die Zirkulation um die gestörte Einzelplatte berechnen. Bei z Schaufeln ist die Druckerhöhung nach der oben aufgestellten Gleichung:

$$H = \frac{z \cdot \omega \cdot \Gamma}{2 \pi g}.$$

Hiernach wurde der Gütegrad ε berechnet zu:

$$H = \frac{u^3}{g} \cdot \varepsilon.$$

[8]) Beitrag zur Turbinentheorie. Werft, Reederei, Hafen 1924, H. 8.



$$\varepsilon = z \frac{\frac{a}{r}\left[\cos\alpha + \sin\alpha \operatorname{tg}\frac{d}{2} - \frac{3}{2}\frac{a}{r}\right]}{1 + \frac{a}{2r}(z-1)\left[1 - \frac{a}{r}\cos\alpha + \frac{a}{r}\sin\alpha \operatorname{tg}\frac{d}{2}\right]}$$

In Abb. 13 ist für $\frac{a}{r} = 0{,}2$ der Gütegrad in Abhängigkeit von der Schaufelzahl aufgetragen für verschiedene Anstellwinkel 0°, 10°, 20°, 30°, 45°, 60°. Man erkennt die bedeutende Abnahme der

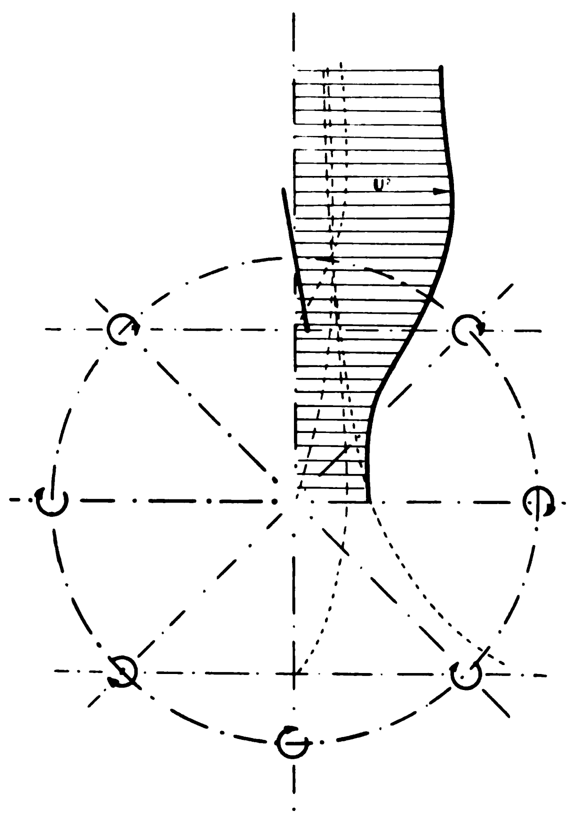


Abb. 12. Verteilung der Störungsgeschwindigkeit in der Nähe einer Schaufel.

Leistung, die bei den hier in Frage kommenden Schaufelzahlen $z = 10 \div 14$ annähernd 20% beträgt.

Es ist zu berücksichtigen, daß die der Berechnung zugrunde liegenden Voraussetzungen bei engen Schaufelteilungen zu Abweichungen führen müssen. Sehr gut erfüllt sind diese Bedingungen bei Ventilatoren, so daß dort gute Übereinstimmung mit den Rechnungsergebnissen zu erwarten sein dürfte.

Die exakte Lösung eines Spezialfalles ist Kucharsky[9]) in einer anerkennungswerten Arbeit gelungen. Es behandelt eine Radialturbine mit radialen Schaufeln, die vom Mittelpunkt ausgehen und ermittelt exakt die Gütegrade ε.

Neuerdings hat Spannhacke[10]) eine Lösung gefunden für ein Rad mit radialen Schaufeln ohne die Spezialisierung, daß dieselben im Drehpunkt

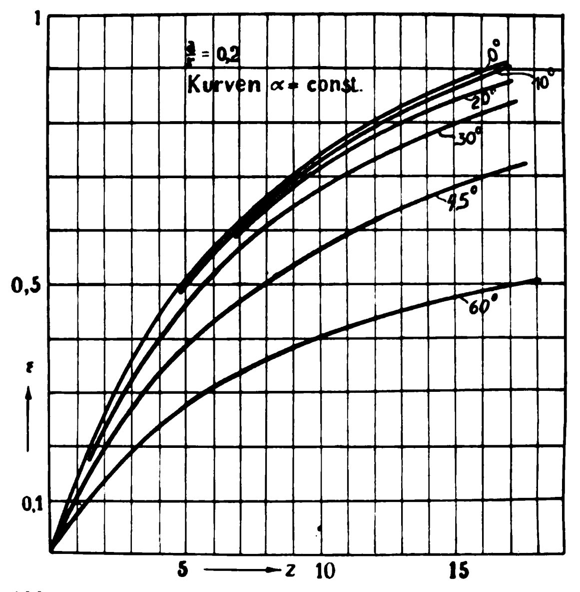


Abb. 13. Idealleistung einer Turbine von endlich vielen Schaufeln im Verhältnis zu unendlich vielen Schaufeln.

beginnen. Er geht hier nicht von der Relativströmung aus, sondern von dem als stationär betrachteten Absolutbild der Strömung.

Ein auch für enge Schaufelteilungen brauchbares Verfahren hat Pfleiderer[11]) angegeben. Er

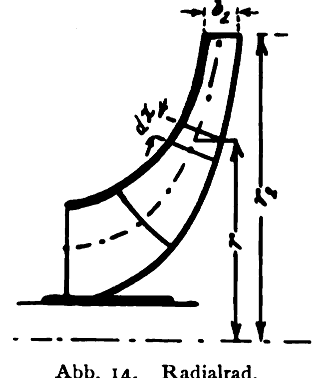


Abb. 14. Radialrad.

nimmt an, daß der Schaufeldruck auf die Längeneinheit der Schaufel konstant ist, d. h.

$$K = \gamma \cdot \Delta h \cdot b = \text{const}$$

(Abb. 14); wo Δh der Druckunterschied zwischen

[9]) Kucharski, Strömungen einer reibungsfreien Flüssigkeit bei festen Körpern. R. Oldenburg, 1918.

[10]) Die Arbeit erscheint in der demnächst herauskommenden Festschrift der Technischen Hochschule zu Karlsruhe.

[11]) Pfleiderer, Die Kreiselpumpen. Springer, 1924.

Vorder- und Rückseite der Schaufel ist. Aus der Gesamtleistung läßt sich dieses K berechnen und aus letzterem der Druckunterschied an der Schaufelkante. In Wirklichkeit ist natürlich dort wegen des glatten Abflusses kein Druckunterschied vorhanden, was dadurch berücksichtigt wird, daß der betrachtete Punkt etwas von der Kante zurückgenommen und außerdem eine durch Vergleich mit Versuchen bestimmbare Konstante eingeführt wird. Aus dem Druckunterschied wird dann die Geschwindigkeitsverteilung über den Kanal bebestimmt, Abb. 15, und aus den Geschwindig-

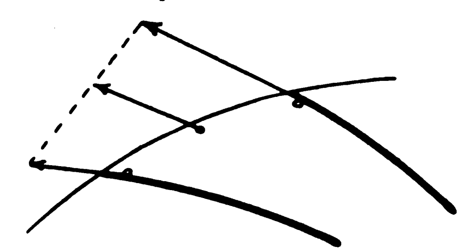


Abb. 15. Geschwindigkeitsverteilung bei endlich vielen Schaufeln.

keitsdreiecken die Leistung. Für den Gütegrad ergibt sich:

$$\varepsilon = \frac{1}{1 + \frac{\psi}{z} \frac{r^2}{S}},$$

wo S das statische Moment des mittleren Wasserfadens ist und ψ eine experimentell zu bestimmende Konstante, die sich nach den Angaben von Pfleiderer zwischen $1 \sim 1{,}23$ bewegt.

Erfolgreiche Ansätze zur experimentellen Klärung des Strömungsvorgänge liegen ebenfalls vor. Oertli[12]) führte an einem rotierenden Kreiselrad, das beiderseitig mit Glas abgedeckt war, kinematographische Strömungsaufnahmen aus und ermittelte so die mittlere Ablenkung am Austritt des Rades. Die Aufnahmen von Oertli zeigten, daß die Reibung eine Ablösung auf der konkaven Schaufelrückseite hervorruft, was eine zusätzliche Richtungsänderung der Ausflußrichtung im Sinne einer Leistungsverminderung bedingt.

Hier und da wird es auch zweckmäßig sein, durch graphische Verfahren eine angenäherte Lösung zu erhalten. Von Flügel[13]) und Prâsil[14]) stammt ein graphisches Integrationsverfahren, das auf Strömungen in rotierenden Kanälen Anwendung finden kann.

Wesentlich erleichtert wird diese Arbeit durch ein von Hele-Shaw[15]) angegebenes experimentelles Verfahren. Zwischen zwei ebenen Platten von sehr kleinem Abstand, etwa $^1/_2$ mm, erzeugt man die Strömung, die hier sehr unter dem Einfluß der Wandreibung steht, was zur Folge hat, daß man Strömungen ohne Zirkulationen erhält. Wenn diese Strömung bekannt ist, läßt sich nach graphischen Methoden die Zirkulationsströmung überlagern. So sind die lehrreichen Strömungsbilder von Oertli entstanden. Auch sei erwähnt, daß die von Prandtl angegebenen Methoden mit einer gespannten Membran hier und da wertvolle Aufschlüsse geben können.

Theorie der Achsialturbinen.

Die Achsialturbinen gewähren für die theoretische Erfassung viel wertvollere Anhaltspunkte als reine Achsialräder. Dies hat seinen Grund darin, daß die Schaufelteilung meistens unverhältnismäßig größer ist und andererseits der Einfluß der Zentrifugalkräfte fast ganz vernachlässigt werden kann, d. h. es kann die Strömung mit großer Annäherung relativ zu den Schaufeln als wirbelfrei gelten. Hinzu kommt, daß durch die gut ausgebauten Propeller- und Schiffsschraubentheorien[16]) in weitgehendem Maße vorgearbeitet worden ist. Der Unterschied der Achsialturbinen gegenüber diesen Schrauben besteht ja auch nur in dem begrenzten Strom bei ersteren. Dies äußert sich natürlich erheblich in der Kraftwirkung. Während bei der freifahrenden Schraube die Leistungsabgabe der Schraube teilweise in einer Erhöhung der Durchtrittsgeschwindigkeit, d. h. einer Strahlkontraktion besteht, teilweise in der Erteilung einer Umfangsgeschwindigkeit, kann bei einer Achsialturbine eine Energieübertragung nur in der Erteilung bzw. Abgabe von Umfangsgeschwindigkeit bestehen, so daß bei letzteren der ganzen Drallübertragung die Hauptsorgfalt zuzuwenden ist.

Betrachtet man zunächst die Verhältnisse bei unendlich vielen Schaufeln, so lassen sich aus dem Geschwindigkeitsdreieck (Abb. 16) die Flügelein- und -austrittswinkel leicht bestimmen. Fordert man,

[12]) Oertli, Untersuchung der Wasserströmung durch ein rotierendes Zellenlaufrad. Pranotionsarbeit, Zürich, Buchdruck. Jaqu. Ballman.

[13]) Flügel, Ein neues Verfahren der graphischen Integration, angewandt auf Strömungen. Z. F. d. ges. Turbinenwesen, 1915, 73.

[14]) Prâsil, Techn. Hydrodynam., 1. Aufl., S. 14: Methode der krummlinigen Quadrate. — Flügel, Graph. Integration der Strömung in Kreiselrädern. — Siehe auch Prâsil, Hydrodynam. Zeitkurven, Schw. Bauzeitung 1924, Nr. 24 und Hydrodyn. Versuche und Studien im Maschinenlabor. der E. T. H. Schw. Bauzeitung 1923, Nr. 25.

[15]) Engineering 1897; Z. d. J. 1898, S. 1387.

[16]) 1. Föttinger, Neue Grundlagen über die theor. und experimentelle Behandlung des Propellerproblems. Jahrb. d. Schiffsbautechn. Gesellschaft **19** (1918), 385.

2. A. Betz, Schraubenpropeller mit geringstem Energieverlust, mit einem Zusatz von Prandtl, Nachr. d. Gesellschaft d. Wissensch. zu Göttingen. Mathem.-Physik 1919, 193. — A. Betz, Eine Erweiterung der Schraubenstrahltheorie, Zeitschr. für Flugtechnik und Motorluftschifffahrt **11** (1920), 105 — Bienen und v. Kármán, Zur Theorie der Luftschrauben. Zeitschr. d. V. d. I. **68** (1924), 1232.

daß das Wasser ohne Umfangskomponente aus dem Laufrad austritt, so ist $c_{u2} = 0$ und die Schaufelwinkel α_1 und α_2 ergeben sich aus den Gleichungen

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{u - c_u}{c_m};$$

$$\operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{u}{c_m} = \frac{r \cdot \omega}{c_m}.$$

Die Austrittskante muß also nach einer einfachen Schraubenlinie geformt werden, während für den Eintrittswinkel α_1 die Verteilung von c_u über den Radius bekannt sein muß.

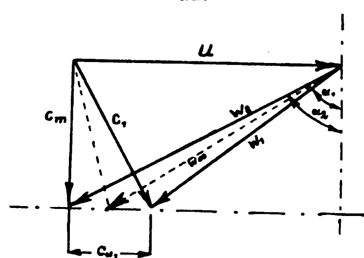


Abb. 16. Geschwindigkeitsdreieck eines Achsialrades.

Wie muß nun c_u im günstigsten Falle verteilt sein? Diese Frage läßt sich durch eine Betrachtung der Energieverhältnisse leicht beantworten. Nach dem Hauptsatz ist für einen Punkt der Kreisfläche die Druckabgabe

$$H = \frac{1}{g} u \cdot c_u.$$

Sollen keine störenden Nebenströmungen auftreten, so muß offenbar jedes Teilchen unabhängig von der Lage in der Laufradkreisfläche dieselbe Druckabnahme erfahren. $H = \text{const}$ liefert:

$$H = \frac{u}{g} c_u = \frac{r \cdot \omega}{g} \frac{C}{r} = \text{const.},$$

die Drallkomponente muß also umgekehrt prop. dem Radius verteilt sein. Dieses ist aber die Strömung eines Wirbelfadens von der Zirkulation $\Gamma = 2\pi C$. [Beim Propeller erhält man statt der günstigsten c_u-Verteilung eine günstigste Schubverteilung.][17] Mit diesen Einsetzungen kann die Hauptgleichung geschrieben werden

$$H = \frac{r \cdot \omega}{g} \frac{\Gamma}{2\pi r} = \frac{\omega \cdot \Gamma}{g\, 2\pi},$$

d. h. dieselbe Gleichung, die wir auch bei Radialturbinen erhalten hatten. Hieraus läßt sich bei gegebenem H die Zirkulation

$$\Gamma = \frac{2\pi g \cdot H}{\omega}$$

ausrechnen, die durch den Leitapparat dem Wasser erteilt werden muß.

Die Tatsache, daß von vornherein eine günstigste c_u-Verteilung gegeben ist, ist für die konstruktive Ausbildung von erheblicher Bedeutung. Hiernach sind nämlich die Leitschaufeln durch Verwindung so auszubilden, daß z. B. das Wasserteilchen, das im Laufrad am Radius r arbeitet, oben ein $c_u = \frac{\Gamma}{2\pi r}$ erhält. Durch Aufteilung der Turbinen in Teilturbinen können so leicht die einzelnen Verwindungswinkel gefunden werden. In diesem Punkte scheint meiner Ansicht nach nicht genug getan zu werden, da die jetzigen Ausführungen alle Leitschaufeln mit gleichem Anstellwinkel aufweisen. Dieses bedeutet hydrodynamisch, daß sich von den Leitschaufeln lauter Einzelwirbel ablösen, die nach Abb. 17 das

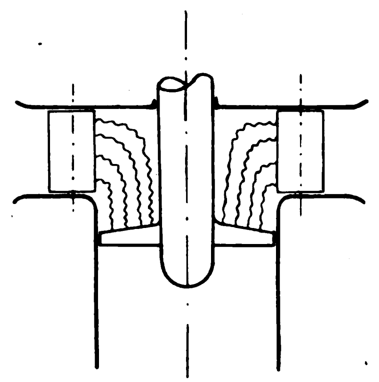


Abb. 17. Freie Wirbelfäden in einem Achsialrad.

Laufrad treffen und so eine unregelmäßige c_u-Verteilung bedingen. Es wäre zu wünschen, daß die durch die schraubenförmige Ausbildung der Leitschaufeln auftretenden konstruktiven Schwierigkeiten, die sich aus der Drehschaufelregulierung ergeben, überwunden werden.

Die meist mit nur wenigen Flügeln ausgerüsteten Achsialturbinen ergeben bei den großen Schaufelabständen erhebliche Abweichungen von der Leistung bei unendlich vielen Flügeln. Zur Berücksichtigung dieser Abweichungen hat sich ein Verfahren von Bauersfeld[18] als vorteilhaft erwiesen, das den einzelnen Flügel nach der Tragflügeltheorie behandelt. Trotzdem die Strömung relativ zum Laufrad nicht wirbelfrei ist, sind die Radialgeschwindigkeiten aller Wahrscheinlichkeit nach sehr gering, so daß die einzelnen Wasserteilchen sich in Zylinderflächen bewegen. Schneidet man nun einen solchen Zylinder auf und wickelt ihn auf eine Ebene ab, so erhält man eine Gitterströmung nach Abb. 18. Der-

[17]) Th. Bienen, Die günstigste Schubverteilnng für die Luftschraube bei Berücksicktigung des Profilwiderstandes. Zeitschr. f. M. 1925, H. 10 und 11.

[18]) Bauersfeld, Die Grundlagen zur Berechnung schnellaufender Kreiselräder. Zeitschr. d. V. D. I. 1923, S. 461.

artige Strömungen sind nach den Methoden der konformen Abbildung der Rechnung durchaus zugänglich.

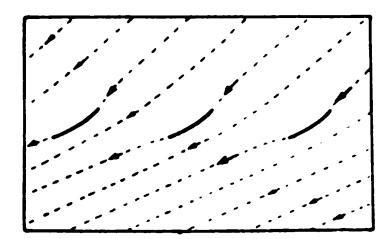


Abb. 18. Schematische Darstellung der Gitterströmung.

Über die physikalische Entstehung der Gitterströmung mit Zirkulation hat Föttinger[19]) sehr anschauliche Erklärungen gegeben. Wenn man bei einer zirkulationslosen Gitterströmung, die keine Ablenkung erzeugt, einen Schnitt in der Mitte ausführt und die beiden Gitter trennt (Abb. 19), so erhält man durch jedes Gitter eine

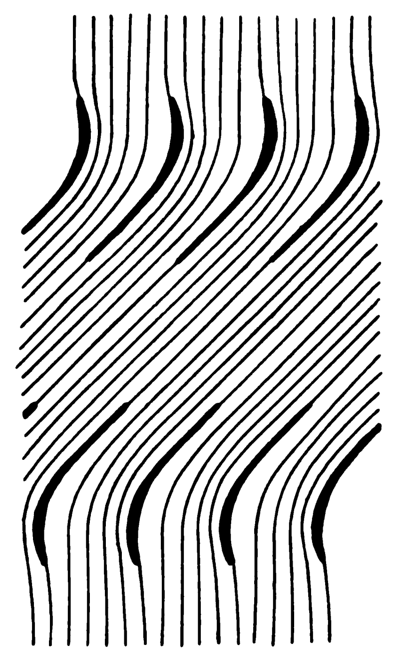


Abb. 19. Analyse der Gitterströmung.

Strömung mit Zirkulation. Hydrodynamisch ist dies auch einleuchtend, da die zirkulationslose Strömung um einen festen Körper ein Moment ergibt, das von zwei gleichen aber entgegengesetzten Wirbeln im Körper herrührt. Trennt man den Körper nun so, daß das Wirbelpaar getrennt wird, so entsteht um jeden Körper eine Zirkulationsströmung. Über die großen Abweichungen, die beim Aufwickeln eines Gitters auf einen Kreis (Radialturbine) entstehen, lassen sich durch Annahme von isolierten Wirbelpunkten konkrete Angaben machen.[20])

Bauersfeld benutzt die von Kutta stammende Lösung für ein Gitter mit geraden zur Gitterachse senkrecht stehenden Schaufeln und entnimmt dieser die Abnahme des Auftriebes

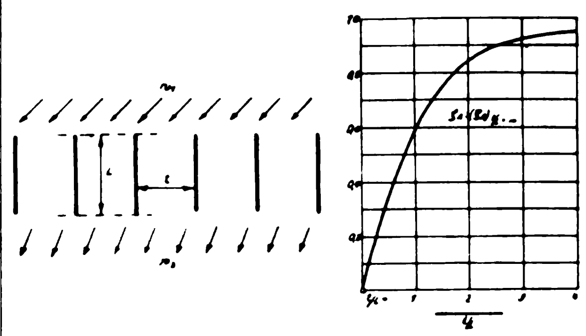


Abb. 20. Einfluß der Teilung eines Gitters auf die Idealleistung nach Kutta.

einer Gitterschaufel gegenüber der alleinstehenden, unbeeinflußten Schaufel (Abb. 20). Ist ζ_A der Auftriebsbeiwert eines unendlich langen Flügels, so ist der Auftrieb (Abb. 21)

$$a = \mathfrak{P} \cdot \cos\lambda = \zeta_H \frac{\gamma}{g} F \cdot W\infty^2.$$

$W\infty$ ist die Strömungsrichtung der zirkulationslosen Strömung. Nun ist bei gegebener

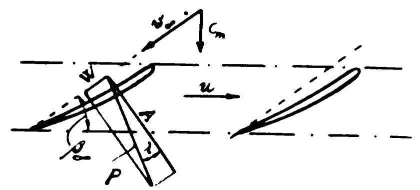


Abb. 21. Gitter von Achsialrädern.

Förderhöhe und Fördermenge $W\infty$ der Richtung und Größe nach bekannt, ebenso die Projektion von P auf die Umfangsrichtung. Hiermit kennt man also auch $\zeta_A F$ bzw. $\zeta_A' \cdot F$, wenn man die Korrektion der Verminderung des Auftriebs wegen des Gitters schon hier in Rechnung setzt. ζ_A kann jetzt gewählt werden und daraus die Schaufelfläche F, oder umgekehrt. Am zweckmäßigsten scheint letzterer Weg zu sein, indem man dann zur Bestimmung der Schaufelfläche noch die Bedingung einführen kann, daß mit Rücksicht auf die Kavitation der mittlere Schaufeluntendruck eine bestimmte Größe nicht überschreiten soll. Hat man ζ_A und F bestimmt, so kann man Profil und Anstellwinkel aus den allerdings bis jetzt sehr

[19]) Föttinger, Über die physikalischen Grundlagen der Turbinen- und Propellerwirkung. Zeitschr. f. M., 1912, S. 233, 245.

[20]) Eck, Die Berechnung von Kreiselpumpen. Zeitschr. d. V. D. I. 1925, Nr. 15.

wenigen Profilmessungen für unendliches Seitenverhältnis ausrechnen. Indem man dieses Verfahren für mehrere Zylinderschnitte anwendet, erhält man den Verlauf des ganzen Flügels. An der Nabe ist eine solche spez. Berechnung nicht nötig, da hier wegen den langen und steil angestellten Profilen eine enge Teilung auftritt, so daß dort die Annahme von unendlich vielen Flügeln vollkommen genügt.

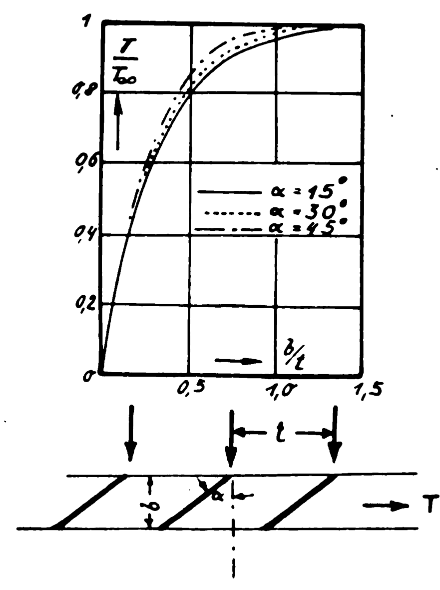


Abb. 22. Einfluß der Teilung eines Gitters auf die Idealleistung nach König.

Die Mängel des Verfahrens beruhen hauptsächlich darin, daß die Gleichsetzung des oben verwendeten Kuttaschen Gitters mit den in Wirklichkeit schräg angestellten Schaufeln zu Abweichungen führen muß. Inzwischen ist nun von König[21]) das Gitter mit schräg gestellten geraden Schaufeln behandelt worden. In Abb. 22 sind die dieser Arbeit entnommenen Kurven $\frac{I}{I_\infty}$ in Abhängigkeit von $\frac{b}{t}$ eingezeichnet. Es ist zu hoffen, daß mit diesen Werten bessere Übereinstimmung zu erwarten ist.

Schon oben wurde darauf hingewiesen, daß für veränderliche Fördermenge im Interesse geringer Stoßverluste mit verstellbaren Flügeln gearbeitet werden muß. Aus dem Ausflußdreieck erkennt man leicht, daß bei einer Verstellung des Flügels nur für einen Punkt ein richtiges Arbeiten erreicht werden kann, für den man häufig das größte r annimmt. Hierdurch wird die Druckabnahme längs des Kreises nicht mehr dieselbe sein, so daß sich Unterströmungen bilden, die auch auf die Verteilung von c_m sehr schädlich einwirken. So erhält man für Fördermengen über die Normallieferung nach dem Austritt größeres c_m wie in der Mitte, und umgekehrt. Es zeigt sich, daß für diese ungleichförmige c_m-Verteilung die Saugrohre sehr empfindlich sind und daß bei der Ausführung der Saugrohre den spez. Eigenschaften des Laufrades tunlichst Rechnung getragen wird.

Es steht zu erwarten, daß die hier gestreiften Bemühungen, mit exakten Methoden die Strömungsvorgänge in Turbinen und Kreiselpumpen zu erhalten, zu dem gewünschten Erfolge führen muß. Doch muß man sich von vornherein darüber im klaren sein, daß alle aufgestellten exakten Theorien niemals das leisten können, was der Tragflügel und Propellertheorie den eigentlichen praktischen Wert verleiht, weil man niemals zu einer Aussage über den Wirkungsgrad gelangen kann. Die Verlustquellen sind hier nämlich ganz anderer Natur und aerodynamisch leicht erfaßbare Verluste (induzierter Widerstand) sind bei Turbinen nicht notwendig vorhanden.

(Eingegangen am 18. Juli 1925.)

[21]) König, Potentialströmung durch Gitter. Zeitschr. f. angewandte Mathematik und Mechanik 1922.

Originalmitteilungen.

Über die Plastizität des Tones.

Von Alex von Baranoff.

Einleitung.

Die Beobachtungen an Ton und sandähnlichen Stoffen können zu einer Erweiterung des Begriffes der Plastizität Anlaß geben. Im Anschluß an B. de Saint Venant nennt man solche Körper plastisch, die bei einer konstanten größten Schubspannung fließen. Von O. Mohr[1]) ist sodann die

[1]) O. Mohr, Ges. Abh. 1906; vgl. auch P. Ludwik, Techn. Mechanik 1909.



Hypothese aufgestellt worden, daß für die bleibende Formänderung längs einem Flächenelement eine bestimmte funktionale Beziehung zwischen Normal- und Tangentialspannung maßgebend sei.

Jene Mohrsche Grenzkurve, die die Einhüllende aller Spannungskreise des plastischen Zustandes ist, ist vom Standpunkt der Mohrschen Theorie keinen Einschränkungen unterworfen, und es bedarf weiterer Annahmen, um diese Unbestimmtheit zu beseitigen.

Für die Plastizität des Tones und der sandähnlichen Stoffe ergeben sich nun aus der Betrachtung ihres physikalischen Aufbaues gewisse Vermutungen über die Gestalt ihrer Mohrschen Grenzkurve. Man hat sich diese Stoffe[2]) folgendermaßen vorzustellen. Sie bestehen aus einem Fachwerk[3]) fester Körner, zwischen denen sich eine Flüssigkeit als Bindemittel befindet, in der infolge ihrer konkaven Oberflächen an der Grenze des Körpers, Unterdruck[4]) herrscht. Dank diesem Unterdruck werden die Körner aneinander gepreßt, wodurch das Fachwerk seinen Zusammenhalt erhält. Das Vorhandensein von sonstigen Haftkräften an der Oberfläche der Körner ist für das Zustandekommen plastischer Eigenschaften nicht notwendig, obzwar es das technisch brauchbare Maß der Plastizität wesentlich bedingt.[5]) Fehlen diese Haftkräfte, so haben wir es im Falle einer hinreichenden Kleinheit der Körner sowie der Krümmungsradien der Flüssigkeitsoberflächen (wobei dann die Schwere der Körner neben der Kapillarwirkung vernachlässigt werden kann) mit einem festen, plastisch-deformierbaren Körper zu tun.

Dieser Körper setzt erstens einem Trennungsversuch einen gewissen Kohäsionswiderstand entgegen, der sich aus dem zu überwindenden Unterdruck und eventuell dem Widerstand von Haftkräften an den Berührungsstellen der Körner zusammensetzt; zweitens entwickelt er beim Fließen längs einer Gleitfläche eine Reaktionskraft, die als gleitende Reibung nach dem Coulombschen Gesetz dem Normaldruck auf dieser Fläche proportional ist. Aus diesen beiden Eigenschaften folgt, daß die größte Schubspannung in erster Näherung

$$|\tau_{\max}| = A - B\left(\frac{\sigma_x + \sigma_y}{2}\right),$$

d. h. eine lineare Funktion des mittleren Druckes, die Mohrsche Kurve demnach eine geneigte Gerade ist (σ = Normalspannung, positiv, wenn Zug).

[2]) Vgl. P. Ehrenberg, Die Bodenkolloide 1918.

[3]) J. Stark, Die physikalisch-technische Untersuchung keramischer Kaoline 1922.

[4]) K. v. Terzaghi, Die Beziehungen zwischen Elastizität und Innendruck. Erschienen in den Sitzungsberichten der Akademie der Wissensch. in Wien. Math. naturw. Kl., Abt. IIa, **132**, 3. u. 4. Heft, 1923.

[5]) P. Ehrenberg, a. a. O., S. 117f.

Die beiden Plastizitätskonstanten A und B sind ein Maß der Kohäsion bzw. der inneren Reibung des plastischen Stoffes.

Über die Bestandteile unseres plastischen Körpers — feste Körner und Bindeflüssigkeit — läßt sich folgendes sagen. Bereits ein Sand, dessen Körner etwa 1 mm Durchmesser haben, kann mit Wasser vermischt als plastischer Körper angesprochen werden. Er verträgt jedoch nur sehr geringe Deformationen, ohne die Plastizitätsgrenze zu erreichen. „Plastisch" im landläufigen Sinn dieses Wortes wird ein Körper bei großem A, was in der Hauptsache durch die Wirkung elektrischer Haftkräfte bedingt wird. Diese treten jedoch erst bei einer weit geringeren Korngröße effektiv in Erscheinung. Man spricht dann von einem „fetten" Ton. Die Kapillarwirkung der Bindeflüssigkeit wird einerseits durch die Größe der Kapillarkonstanten bedingt, andererseits durch die Abnahme der Flüssigkeitsmenge, d. h. durch Verkleinerung des Krümmungsradius ihrer Oberfläche, erhöht. So hat sich beispielsweise erwiesen, daß Petroleum (α = 3 mg Gew./mm) nicht imstande war, mit einem bestimmten Ton eine bildsame Masse zu liefern. Die Kapillarkonstante des Glyzerins (α = 6,6) reichte gerade noch hin, während Wasser (α = 7,7) allen Anforderungen genügte.

Die nachfolgend geschilderte Arbeit hatte den Zweck, die Brauchbarkeit des soeben entwickelten Begriffs der Plastizität zu prüfen. Sie gliedert sich demnach in zwei Teile: im ersten, theoretischen Teil werden gewisse Spannungsverteilungen analytisch aus den gemachten Voraussetzungen begründet; im zweiten, experimentellen Teil werden die Ergebnisse der Versuche mit den theoretischen Erwartungen verglichen.

Die Versuche sind im Göttinger Institut für angewandte Mechanik ausgeführt worden. Herrn Prof. L. Prandtl sei auch an dieser Stelle für die Unterstützung, die er der gesamten Arbeit zuteil werden ließ, mein Dank ausgesprochen.

I. Teil. Theoretische Untersuchung einiger allgemein-plastischer Spannungsgleichgewichte.

Wir wollen im folgenden gewisse einfache Fälle des plastischen Gleichgewichts rechnerisch behandeln. Eine exakte Lösung der allgemeinen Plastizitätsgleichung wird sich mit elementaren Mitteln wohl kaum angeben lassen, dagegen gelingt es, einige partikuläre Integrale der allgemeinen Differentialgleichung näherungsweise zu behandeln.

§ 1. Näherungslösung des ebenen Falles.

Der vorliegende Fall stellt den Druckversuch einer dünnen, plastischen Schicht dar. Diese wird von zwei zur x-Achse parallelen und symmetrischen Platten P_1 und P_2 begrenzt. Die Ausdeh-



nung in Richtung z (in Abb. 1 senkrecht zur Zeichenebene) sei unendlich groß. Ferner seien die Grenzen des Körpers in Richtung x hinreichend weit entfernt, so daß ein Einfluß derselben zu vernachlässigen ist. In Richtung x besitze der Körper eine freie und eine starre Grenze: der aktive Druck erfolgt dann senkrecht zur x-Achse, wobei die plastische Masse in der Richtung der freien Grenze ausweicht. Oder aber es werde der Körper durch einen Stempel parallel zur x-Achse gedrückt: die durch die starre Grenze in Richtung x aufgehaltene Masse drängt die Platten P_1 und P_2 auseinander.

Abb. 1. Der ebene Fall.

Die allgemeine Plastizitätsgleichung lautet

$$\sqrt{\left(\frac{\sigma_x - \sigma_y}{2}\right)^2 + \tau^2} = A + B\left(\frac{\sigma_x + \sigma_y}{2}\right)$$

oder nach Ausführung der Transformation

$$\sigma_x = \frac{A}{B} - p_x$$

$$\sigma_y = \frac{A}{B} - p_y$$

$$\sqrt{\left(\frac{p_x - p_y}{2}\right)^2 + \tau^2} = B\left(\frac{p_x + p_y}{2}\right) \qquad (1)$$

wobei p_x und p_y die rechtwinkligen, um den Betrag der Kohäsion vermehrten Druckkomponenten bedeuten. Der Gleichung (1) genügt eine Airysche Spannungsfunktion von der Gestalt

$$F(x\,y) = \frac{1}{b}\, e^{\frac{b x}{h}} \cdot \Phi(y), \qquad (2)$$

wo b und h Konstanten sind. Aus (2) berechnen sich

$$p_x = \frac{1}{b}\, e^{\frac{b x}{h}} \cdot \Phi''(y)$$

$$p_y = \frac{b}{h^2}\, e^{\frac{b x}{h}} \cdot \Phi(y)$$

$$\tau = \frac{1}{h}\, e^{\frac{b x}{h}} \cdot \Phi'(y).$$

Setzen wir diese Ausdrücke in Gleichung (1) ein und dividieren durch den gemeinsamen Faktor $e^{\frac{b x}{h}}$, so erhalten wir die gewöhnliche Differentialgleichung

$$\left.\begin{aligned} \Phi''^2 + \frac{b^4}{h^4}\Phi^2 - 2\beta\frac{b^2}{h^2}\Phi\cdot\Phi'' \\ + \gamma\frac{b^2}{h^2}\Phi'^2 = 0, \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

wobei

$$\beta = \frac{1 + B^2}{1 - B^2}$$

$$\gamma = \frac{4}{1 - B^2}.$$

In Analogie mit der von L. Prandtl angegebenen Lösung[6]) für den ebenen Fall des speziell-plastischen Körpers setzen wir versuchsweise an

$$\Phi''(y) = a + 2c\sqrt{1 - \left(\frac{y}{h}\right)^2}, \qquad (4)$$

wobei a und c Konstante sind. Aus (4) folgt durch Quadraturen

$$\left.\begin{aligned} \Phi'(y) = a y + c\Big[y\sqrt{1 - \left(\frac{y}{h}\right)^2} \\ + h \arcsin\frac{g}{h}\Big] + c_1 \end{aligned}\right\} \qquad (4a)$$

$$\left.\begin{aligned} \Phi(y) = \frac{a}{2}y^2 + c\Big\{h\,y \arcsin\frac{y}{h} \\ + h^2\sqrt{\left(1 - \left(\frac{y}{h}\right)^2\right.} \\ + 2y^2\,\frac{\left[\sqrt{1 - \left(\frac{y}{h}\right)^2} + 1\right]^4 + \frac{1}{3}\left(\frac{y}{h}\right)^4}{\left[\left(\sqrt{1 - \left(\frac{y}{h}\right)^2} + 1\right)^2 + \left(\frac{y}{h}\right)^2\right]^3}\Big\} \\ + c_1 y + k. \end{aligned}\right\} \qquad (4b)$$

Wir haben hier sechs Konstante: a, b, c, h, c_1 und k, die wir aus den Grenzbedingungen und der Forderung der Plastizität für diskrete Werte y ermitteln wollen. Der Ansatz (4) stellt somit die ersten Glieder einer Reihenentwicklung dar.

Zunächst folgt aus Symmetriegründen, daß

$$c_1 = 0.$$

Die weiteren Überlegungen sind unter der Annahme gemacht, daß B klein ist, was ja physikalisch meist zutrifft. Ist nun

$$B \sim \varepsilon,$$

so folgt hieraus, daß

$$b \sim \varepsilon,$$
$$c \sim \varepsilon,$$
$$a \sim 1,$$
$$h \sim 1$$

und

$$k \sim \frac{1}{\varepsilon^2}.$$

[6]) Zeitschr. für angew. Mathem. u. Mech. 3 (1923).

Wir bilden nun aus (4) die in (3) vorkommenden Glieder, wobei wir nur Größen bis zur Ordnung ε^2 berücksichtigen wollen:

$$\Phi''^2 = a^2 + 4ac\sqrt{1-\left(\frac{y}{h}\right)^2} + 4c^2 - 4c^2\left(\frac{y}{h}\right)^2$$

$$\frac{b^4}{h^4}\Phi^2 = \frac{b^4}{h^4}k^2 + \frac{b^4}{h^4}aky^2 + \dots$$

$$2\beta\frac{b^2}{h^2}\Phi''\Phi = 2\beta\frac{b^2}{h^2}ak + 4\beta\frac{b^2}{h^2}cx\sqrt{1-\left(\frac{y}{h}\right)^2} + \beta\frac{b^2}{h^2}a^2y^2 +$$

$$\gamma\frac{b^2}{h^2}\Phi'^2 = \gamma\frac{b^2}{h^2}a^2y^2 + \dots$$

Setzen wir zur Abkürzung

$$\sqrt{1-\left(\frac{y}{h}\right)^2} = w$$

$$\frac{b^2k}{h^2} = m,$$

so lautet die Plastizitätsgleichung nunmehr

$$\left.\begin{aligned} &a^2 + m^2 - 2\beta am + 4c^2 + 4w(ac - \beta mc) \\ &+ \left(\frac{y}{h}\right)(amb^2 - 4c^2 + [\gamma - \beta]a^2b^2) = 0. \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Wir führen die neuen Unbekannten

$$\alpha_1 = a^2 + m^2 - 2\beta am + 4c^2$$
$$\alpha_2 = ac - \beta mc$$
$$\alpha_3 = amb^2 - 4c^2 + (\gamma - \beta)a^2b^2$$

ein, so daß aus (5)

$$\alpha_1 + 4w\alpha_2 + \left(\frac{y}{h}\right)^2\alpha_3 = 0$$

wird. Diese Plastizitätsgleichung können wir erfüllen, indem wir

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = 0$$

setzen.

D. h.

$$\left.\begin{aligned} a^2 + m^2 - 2\beta am + 4c^2 &= 0 \\ ac - \beta mc &= 0 \\ amb^2 - 4c^2 + (\gamma - \beta)a^2b^2 &= 0. \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

Hieraus erhalten wir

$$m = \frac{a}{\beta}$$

$$a^2\left(1 - \frac{1}{\beta^2}\right) = 4c^2$$

$$b^2 = \frac{\beta^2 - 1}{\beta + \gamma\beta^2 - \beta^3}$$

Wegen der Bedeutung von β ist

$$b = \mp\frac{B}{1 + B^2}.$$

Man kann den Ansatz von Gl. (4) durch weitere Glieder, z. B. Potenzen von $(4k)$ erweitern, um eine zweite, bessere Näherung zu erhalten. Berücksichtigt man hierbei in der Plastizitätsgleichung Glieder bis zur Ordnung ε^3 und setzt sie z. B. für drei diskrete Werte von $\frac{y}{h}$ an, so erhält man drei Gleichungen, die zusammen mit einer Grenzbedingung zur Berechnung der vier Unbekannten a, b, c, k ausreichen. Der Gang der Rechnung hätte so zu erfolgen, daß das Gleichungssystem etwa nach der Newtonschen Methode numerisch durch schrittweise Annäherung gelöst wird, wobei als erste Näherung die Werte des Systems (6) zu gelten hätten.

In Anbetracht der Umständlichkeit dieser Rechnung und der Geringfügigkeit der zu erwartenden Resultate wird hier von dieser weiteren Näherung Abstand genommen.[7])

§ 2. Diskussion der Lösung.

Da p_x und p_y wesentlich positive Größen sind, so haben a, b und m stets dasselbe Vorzeichen. Es ist ferner für $y = 0$, sowie an irgendeiner Stelle x (z. B. $x = 0$)

$$p_x - p_y = c\left(\frac{2}{b} - b\right) + \frac{a}{b}\left(1 - \frac{1}{\beta}\right).$$

Da das erste Glied rechts um eine Größenordnung gegenüber dem zweiten überwiegt, so ist im Fall

$$b > 0$$
$$p_x \gtrless p_y$$

je nachdem $c \gtrless 0$ ist, und im Falle $b < 0$

$$p_x \gtrless p_y$$

entsprechend $c \gtrless 0$.

Trotz der scheinbaren Möglichkeit von vier Lösungen sind es nur zwei: je zwei und zwei fallen zusammen.

Die erforderliche Grenzbedingung lautet nun im Fall $b > 0$, $c > 0$ für $x = 0$, $y = 0$

$$p_y = \frac{A}{B},$$

und im Fall $b > 0$, $c < 0$ entsprechend

$$p_x = \frac{A}{B}.$$

[7]) Wie ich nachträglich erfahre, befindet sich eine Göttinger Dissertation in Bearbeitung, die eine exakte Lösung der Gleichung (1) zum Gegenstand hat. Die Mühe einer Näherungsmethode erübrigt sich also auch aus diesem Grunde.

Die physikalisehe Bedeutung dieser Grenzbedingungen ist die, daß an einem Rande senkrecht zur x-Achse entweder σ_y oder σ_x verschwindet. Verschwindet σ_x, so handelt es sich um den aktiven Druck der Platten P_1, P_2 (Abb. 1), verschwindet dagegen σ_y, so liegt der Fall des aktiven Druckes eines Stempels parallel zur x-Achse vor.

Die beiden Grenzbedingungen liefern die Gleichungen

$$\frac{A}{B} = b\,c + \frac{m}{b}$$

bzw.

$$b = \frac{B}{A}(a + 2c).$$

In A und B lauten die Konstanten somit für Lösung 1 ($b > 0$, $c > 0$)

$$\left.\begin{aligned} a &= \frac{A}{1 - B^2} \qquad & c &= A\,B \\ b &= \frac{B}{1 + B^2} \qquad & m &= \frac{A}{1 - B^2} \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

und für Lösung 2 ($b > 0$, $c < 0$)

$$\left.\begin{aligned} a &= \frac{A}{(1 - B)^2} \qquad & c &= -\frac{A\,B}{(1 - B)^2 (1 + B)^2} \\ b &= \frac{B}{1 + B^2} \qquad & m &= \frac{A}{1 + B^2} \cdot \frac{1 + B}{1 - B} \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

§ 3. Die Spannungsverteilung.

Mit Hilfe der im letzten Paragraphen berechneten Konstanten sind wir nunmehr imstande, die Spannungskomponenten explizite anzuschreiben. Da diese insgesamt mit x exponentiell anwachsen, so hat es nur ein Interesse, die Spannungsverteilung auf einem Schnitt senkrecht zur x-Achse zu betrachten. Nach Division mit dem exponentiellen Faktor erhalten wir für Lösung 1

$$p_{x1} = A\,\frac{1 + B^2}{1 - B^2}\left[\frac{1}{B} + 2\sqrt{1 - \left(\frac{y}{h}\right)^2}\,\right];$$

$$p_{y1} = A\left\{\frac{1}{B} + \frac{B}{2}\left(\frac{y}{h}\right)^2 + \frac{B^2}{1 + B^2}\left[\frac{y}{h}\arcsin\frac{y}{h} + \sqrt{1 - \left(\frac{y}{h}\right)^2} + \ldots\right]\right\},$$

$$\tau_1 = A\left\{\frac{1}{1 - B^2}\cdot\frac{y}{h} + B\left[\frac{y}{h}\sqrt{1 - \left(\frac{y}{h}\right)^2} + \arcsin\frac{y}{h}\right]\right\}.$$

Für Lösung 2 ist

$$p_{x2} = \frac{A}{(1 - B)^2}\left[\frac{1 + B^2}{B} - 2\sqrt{1 - \left(\frac{y}{h}\right)^2}\,\right];$$

$$p_{y2} = \frac{A}{(1 - B)^2}\left\{\frac{B}{1 + B^2}\left[\frac{1}{2}\left(\frac{y}{h}\right)^2 - \frac{B}{1 + B^2}\left(\frac{y}{h}\arcsin\frac{y}{h} + \sqrt{1 - \left(\frac{y}{h}\right)^2} + \ldots\right)\right] + \frac{1 - B^2}{B}\right\};$$

$$\tau_2 = \frac{A}{(1 - B)^2}\left[\frac{y}{h} - \frac{B}{1 + B^2}\left(\frac{y}{h}\sqrt{1 - \left(\frac{y}{h}\right)^2} + \arcsin\frac{y}{h}\right)\right].$$

Abb. 2 zeigt den Verlauf der Spannungen über der halben Höhe. Die andere Hälfte ergibt sich durch Spiegelung an der Ordinate.

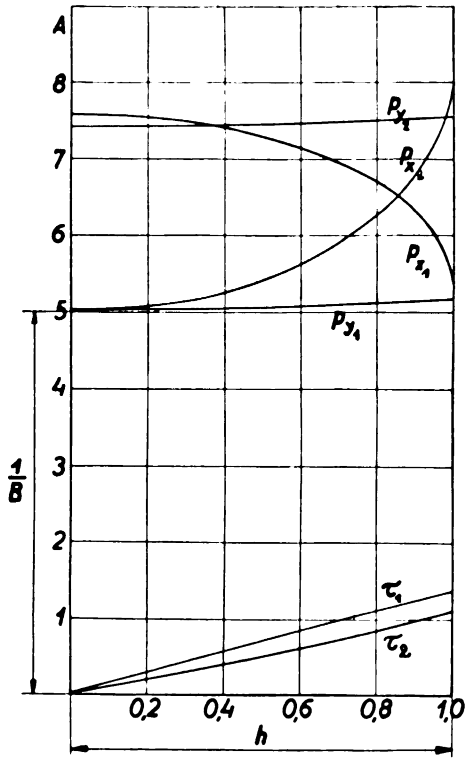


Abb. 2. Die Spannungskomponenten.

§ 4. Die Güte der Näherung.

Die angegebenen Spannungskomponenten gehen im Grenzfall $B = 0$, wie man sich leicht überzeugt, in die Formeln der Prandtlschen Lösung über. Ein Maß der Güte der Näherung erhält man durch Betrachtung der Funktion

$$\Omega(y) = \frac{\sqrt{\left(\frac{p_x - p_y}{2}\right)^2 + \tau^2}}{\frac{p_x + p_y}{2}}$$

die ja im Falle einer exakten Lösung konstant gleich B sein müßte. Der Verlauf von Ω im Fall der Lösung 1 und für $B = 0,2$ zeigt Tabelle 1. Das arithmetische Mittel der Abweichungen beträgt 0,018, ist also etwa 9,1 v. H. Eine ähnliche Berechnung mit $B = 0,3$ hatte 12 v. H. Abweichungen ergeben. So daß, wie zu erwarten war, die prozentuale Abweichung mit B abnimmt.

Tabelle 1.

$\frac{y}{h}$	$\Omega(y)$	$\Omega - B$
0,0	0,200	0,000
0,1	0,202	0,002
0,2	0,203	0,003
0,3	0,205	0,005
0,4	0,207	0,007
0,5	0,212	0,012
0,6	0,218	0,018
0,7	0,224	0,024
0,8	0,232	0,032
0,9	0,241	0,041
1,0	0,256	0,056

§ 5. Das Gleitliniennetz.

Führt man die Funktion

$$\frac{p_x - p_y}{2} = f(y)$$

ein, so gibt bekanntlich der Ausdruck

$$\frac{1}{f(y)} \mp \sqrt{\frac{1}{f^2(y)} + 1}$$

für jedes y die Tangente des Winkels φ, den die Kurven maximaler Schubspannung mit der y-Achse bilden, an. Dann ist $\varphi \mp \frac{\vartheta}{2}$ (wo ϑ den Neigungswinkel der Mohrschen Geraden bedeutet) der Tangentenwinkel der Gleitlinien.

Setzt man zur Abkürzung

$$\frac{f(y)}{1 + \sqrt{f^2 + 1}} = F_+ \qquad \frac{f(y)}{1 - \sqrt{f^2 + 1}} = F_-,$$

so lauten die Gleichungen der Gleitlinien

$$x - x_0 = \int \frac{F_+ + \operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2}}{1 - \operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2} F_+} dy$$

für die eine, und (9)

$$x - x_0 = \int \frac{F_- - \operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2}}{1 + \operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2} F_-} dy$$

für die andere, die erste unter dem konstanten Winkel $\frac{\pi}{2} - \vartheta$ schneidende, Schaar. Eine numerische Berechnung des Integranden von (9), sowie eine graphische Integration hatte für die Lösung 1 folgende Funktionswerte ergeben:

Tabelle 2.

$\frac{y}{h}$	$f(y)$	$\int \frac{F_+ + \operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2}}{1 - \operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2} F_+} dy$	$\int \frac{F_- - \operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2}}{1 + \operatorname{tg}\frac{\vartheta}{2} F_-} dy$
0,0	+ ∞	— 0,0	0,0
0,1	14,676	— 0,13	0,14
0,2	7,124	— 0,25	0,30
0,3	4,511	— 0,37	0,45
0,4	3,125	— 0,47	0,65
0,5	2,273	— 0,56	0,86
0,6	1,637	— 0,65	1,10
0,7	1,128	— 0,72	1,40
0,8	0,690	— 0,77	1,80
0,9	0,260		
1,0			

Das Gleitliniennetz hat folgende Gestalt:

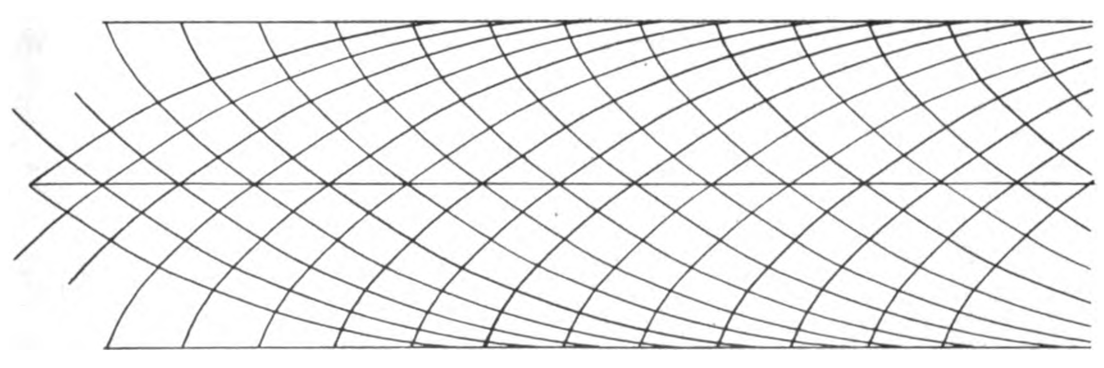


Abb. 3. Das Gleitliniennetz der Lösung 1.

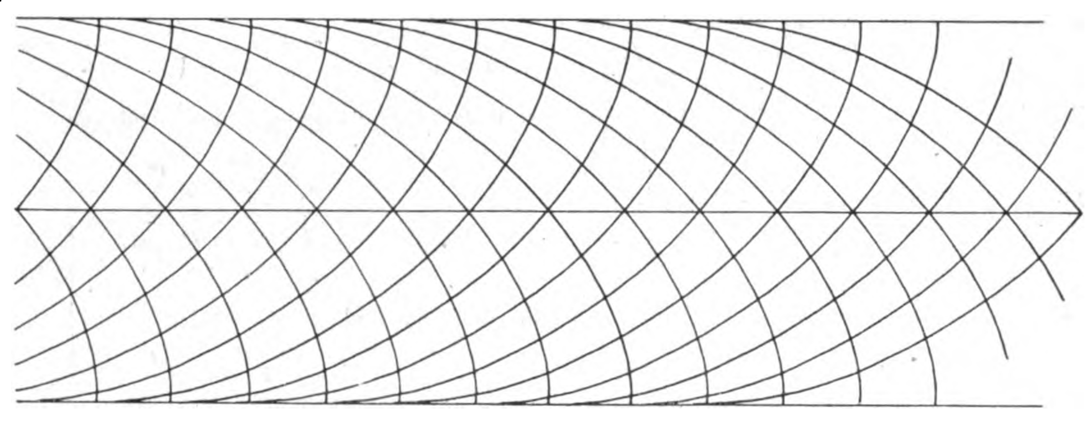


Abb. 4. Das Gleitliniennetz der Lösung 2.

Eine analoge Rechnung für Lösung 2 ergab folgende Tabelle:

Tabelle 3.

$\frac{y}{h}$	$f(y)$	$\int \frac{F_+ + \text{tg}\frac{\vartheta}{2}}{1 - \text{tg}\frac{\vartheta}{2} F_+} dy$	$\int \frac{F_- - \text{tg}\frac{\vartheta}{2}}{1 + \text{tg}\frac{\vartheta}{2} F_-} dy$
0,0	$-\infty$	0,0	$-0,1$
0,1	$-8,785$	0,08	$-0,08$
0,2	$-4,330$	0,15	$-0,18$
0,3	$-2,826$	0,21	$-0,30$
0,4	$-2,030$	0,26	$-0,42$
0,5	$-1,547$	0,31	$-0,56$
0,6	$-1,207$	0,35	$-0,73$
0,7	$-0,941$	0,38	$-0,89$
0,8	$-0,714$	0,40	$-1,11$
0,9	$-0,484$	0,42	$-1,34$
1,0	$-0,092$	0,415	$-1,83$

Abb. 4 zeigt das Bild des Gleitliniennetzes: Je nachdem, wo man die obere Grenze wählt, kann man verschiedenen Grenzbedingungen daselbst genügen. Soll etwa die Grenze durch die wagrechte Enveloppe der Gleitlinienschar gegeben sein, so muß offenbar nach Gleichung (9)

$$1 + \text{tg}\frac{\vartheta}{2} F_- = 0$$

werden, eine Bedingung, die, wie die Rechnung zeigt, im Fall der Lösung 1 für ein $\frac{y}{h} < 1$ erfüllt ist, nicht dagegen im Fall der Lösung 2. Die Abweichung wird hier klein mit B.

§ 6. Die plastische Deformation.

Um von der Spannungsverteilung auf die durch sie bewirkte innere Deformation schließen zu können, beachten wir, daß

1. wegen der ständigen Isotropie der plastischen Masse die Deformations- und Spannungsellipse koaxial sind, und daß
2. wegen der Größe der plastischen Verschiebung die Kontinuitätsgleichung gilt.

Der Verschiebungsvektor $\mathfrak{v}$ habe die rechtwinkligen Komponenten u und v. Dann liefert die erste Bedingung

$$\left.\frac{\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}}{\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}} = -\frac{2\tau}{p_x - p_y} = -\frac{1}{f(y)},\right\} \quad (10)$$

während die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (11)$$

lautet. Da die linke Seite von (10) von x unabhängig sein soll, setzen wir an:

$$u = \varphi(y) + \text{const}\, x$$
$$v = \psi(y).$$

Wegen (11) ist

$$\text{const} + \psi'(y) = 0.$$

Der Weg, den jede Druckplatte zurücklegt, sei v_1. Dann ist

$$\psi(y) = \pm \frac{v_1}{h_1} y,$$

wo h_1 die halbe Höhe ist, und das positive oder negative Vorzeichen zu nehmen ist, je nachdem ob es sich um Lösung 1 oder 2 handelt. Wegen (10) ist

$$\varphi'(y) = \mp \frac{2v_1}{h_1} \cdot \frac{1}{f(y)}$$

oder

$$\varphi(y) = \pm \frac{2v_1}{h_1} \int \frac{dy}{f(y)} + \varphi_0.$$

Wählen wir die Grenzbedingung so, daß für $x = x_1$, $u = 0$ ist, so wird

$$u = \pm \frac{2v_1}{h_1} \int \frac{dy}{f(y)} \mp \frac{v_1}{h_1}(x - x_1). \quad (13)$$

Es sei z. B. $\frac{2 V_1}{h_1} = 0{,}2$, der Körper also um 10 v. H. seiner ursprünglichen Höhe dicker oder flacher geworden. Wir erhalten dann für unser Beispiel folgende Verschiebungsbilder:

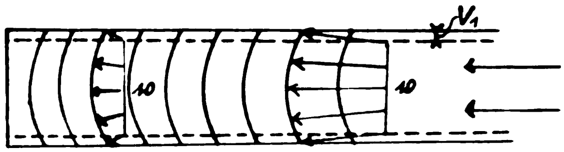


Abb. 5. Das Verschiebungsbild der Lösung 1.

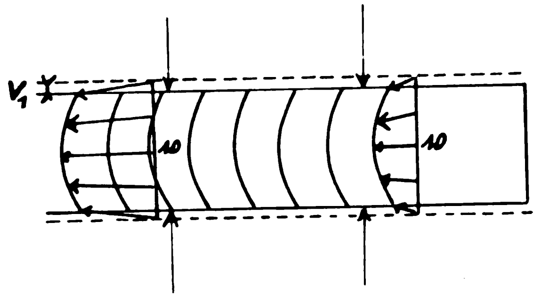


Abb. 6. Das Verschiebungsbild der Lösung 2.

Die gestrichelten Linien bedeuten die Ausgangsstellung der parallelen Platten. Nach einer Zusammendrückung $2 v_1$ liegen die Punkte, die ursprünglich auf einer Geraden lagen, auf den Kurven, die durch die Endpunkte der Vektoren $\mathfrak{v}$ gelegt sind. Die Pfeile geben die aktive Druckrichtung an.

§ 7. Der Spannungszustand am Rande.

Es liegt nahe, hierzu die von L. Prandtl in seinen Abhandlungen über die Eindringungsfestigkeit[8]) oder in seinem Vortrag[9]) über „Anwendungsbeispiele zu einem Henckyschen Satz ...“ angegebene allgemeine Lösung zu verwenden. Wir wollen das für den Fall der Lösung 2 (vgl. § 2)

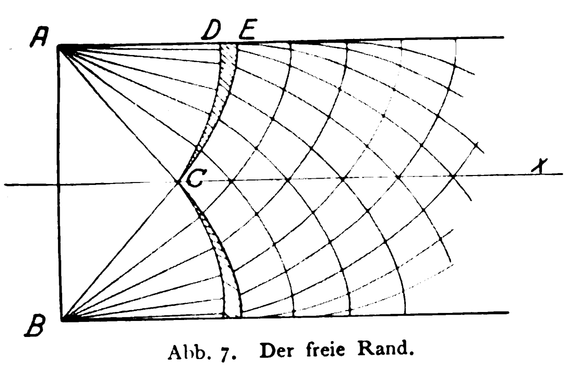


Abb. 7. Der freie Rand.

tun, da hier die Seite AB (siehe Abb. 7) unbelastet ist, mithin keine Voraussetzungen über die Reibung daselbst erforderlich sind. Die oben erwähnte Prandtlsche Lösung läßt sich wie folgt sinngemäß auf unseren Fall anwenden: im Dreieck ABC mit dem stumpfen Winkel $\frac{\pi}{2} + \vartheta$ ist

$\sigma_x = 0$,

$$\sigma_y = \sigma_a = \frac{2A}{1 - B} \text{ (Druckspannung).}$$

An das Dreieck schließen sich die Eckgebiete ACD und BCF an, in denen auf den Radien zwecks stetigem Anschluß an die Dreiecksseiten die Spannungskomponenten konstant sind. Speziell ist

$$p_\varphi = -\sigma_\varphi + \frac{A}{B} = \frac{A}{B}(1 + B)\, e^{2 \operatorname{tg} \vartheta \cdot \varphi},$$

so daß am oberen (bzw. unteren) Rande

$$p_{\varphi_0} = \frac{A}{B}(1 + B)\, e^{\operatorname{tg} \vartheta \cdot \left(\frac{\pi}{2} + \vartheta\right)},$$

da der Winkel CAD $\frac{\pi}{4} + \frac{\vartheta}{2}$ beträgt. Die zu den Radien orthogonale Schaar der Gleitlinien sind logarithmische Spiralen, und zwar hat die vom Punkte C ausgehende Spirale die Gleichung

$$r = \frac{h}{\cos\left(45 - \frac{\vartheta}{2}\right)}\, e^{-\operatorname{tg} \vartheta \cdot \varphi}$$

so daß die Strecke $AD = r_0$ die Länge

$$r_0 = \frac{h}{\cos\left(45 - \frac{\vartheta}{2}\right)}\, e^{-\operatorname{tg} \vartheta \cdot \left(45 + \frac{\vartheta}{2}\right)}$$

hat. Wie zu erwarten war, läßt sich die Näherungslösung 2 (§ 2) nicht stetig an das durch die logarithmischen Spiralen begrenzte Eckgebiet an-

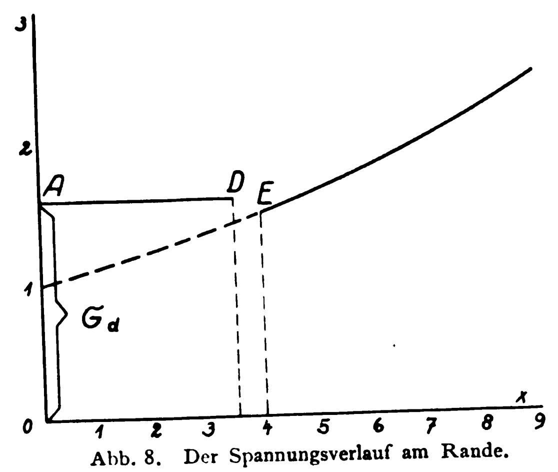


Abb. 8. Der Spannungsverlauf am Rande.

schließen. Jene Lösung stellt nämlich den Spannungszustand in hinreichender Entfernung vom

[8]) Siehe Fußnote 1.

[9]) Abgedruckt in der Zeitschr. f. angew. Math. und Mech. 3 (1923), Heft 6.

freien Rande dar, dem sich der Spannungszustand vom Rande aus asymptotisch nähert. Wir erhalten daher beim Versuch, beide Lösungen aneinanderzuflicken, wenn wir längs der X-Achse stetigen Anschlüß annehmen, außerhalb dieser Achse sowohl eine Lücke als auch einen Sprung der Spannungsbeträge. Abb. 7 zeigt das Gleitlinienbild; das Gebiet CDE ist die Lücke. Abb. 8 zeigt den Verlauf der Spannungskomponente σ_y am oberen Rande. Der Übergang wird etwas besser, wenn man die beiden Lösungen nicht an dem Punkt C, sondern an einem zwischen C und D befindlichen Punkt zur Deckung bringt.

(Schluß folgt.)

Über ein Instrumentarium zur Erzeugung von hochgespanntem Gleichstrom.

Von M. Brenzinger, F. Dessauer und E. Lorenz.

Inhalt: Es wird ein Element zur Erzeugung hochgespannten Gleichstromes beschrieben. Schaltungen zur Herstellung hoher Spannungen und Ströme und einige Meßergebnisse werden angegeben.

I. Vorbemerkung über die Erzeugung von hochgespanntem Gleichstrom.

Für eine Reihe physikalischer, technischer und medizinischer Zwecke ist die Verwendung von Gleichstrom hoher Spannung notwendig. Die Erzeugung dieser Gleichspannung geschieht jetzt entweder mit dem Funkeninduktor, oder bei größeren Anforderungen an Konstanz und Leistung durch Hochspannungstransformatoren in Verbindnng mit rotierenden Hochspannungsgleichrichtern oder Glühventilen. Geht man noch einen Schritt weiter

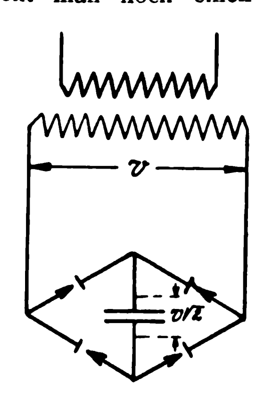


Abb. 1. 1. Graetzsche Schaltung.

und schaltet in den Hochspannungskreis Kondensatoren genügender Kapazität, so erhält man eine Gleichspannung, die — bei genügend großer Kapazität — nur noch wenige Prozent periodische Schwankungen infolge der Ladepausen des Kondensators bei Belastung aufweist.

Zur Herstellung hoher Gleichspannungen dient eine Reihe von Schaltungen. Von Graetz stammen zwei Anordnungen. Die Schaltung der Abb. 1 mit vier Ventilen gibt als Gleichspannung die Scheitelspannung des Wechselstromes unter Ausnutzung

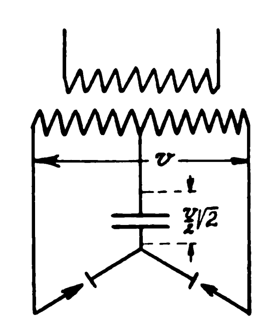


Abb. 2. 2. Graetzsche Schaltung.

beider Halbwellen. Abb. 2 mit zwei Ventilen liefert als Gleichspannung nur die halbe Scheitelspannung des Transformators, ebenfalls unter Ausnutzung beider Halbwellen. Bei beiden Schaltungen können die Kondensatoren auch weggelassen werden, dann erhält man nur gleichgerichtete Spannungsstöße.

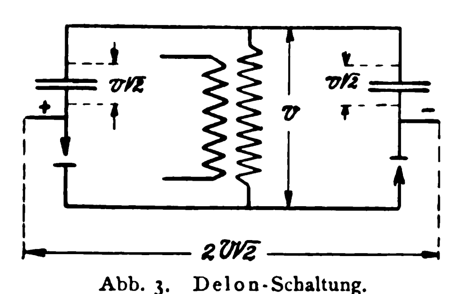


Abb. 3. Delon-Schaltung.

Abb. 3 zeigt die für Hochspannungszwecke meist verwendete Delonschaltung. Jede Halbwelle lädt über ein Ventil einen Kondensator auf die Scheitelspannung auf; da für die Gleichspannungsentnahme die Kondensatoren hinter einander geschaltet sind, resultiert als Gleichspannung die doppelte Transformatorscheitelspannung. Die Vorteile dieser Schaltung sind durch die Verwendung eines Transformators, dessen Scheitelspannung nur die Hälfte der Arbeitsspannung zu sein braucht, gekennzeichnet. Außer den hier angeführten drei Schaltungen existieren noch eine Reihe anderer, die aber bis jetzt keinen Eingang in die Praxis gefunden haben, weil sie zur Entnahme größerer Leistung weniger geeignet sind. Wir erwähnen hier nur als Beispiel die Schenkelsche Schaltung. Abb. 4.[1])

Bei allen diesen Anordnungen können die Glühventile durch rotierende Hochspannungsschalter ersetzt werden.

[1]) Schenkel, E. T. Z. 1919, S. 333.



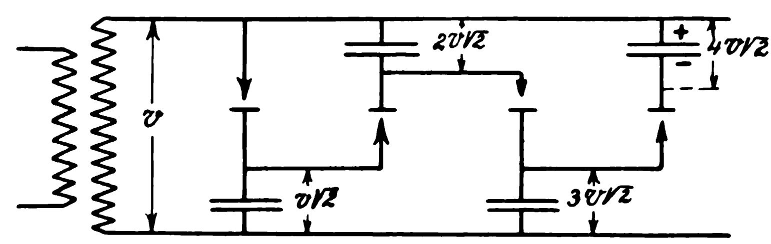


Abb. 4. Schenkel-Schaltung.

Während die zweite Graetzsche Schaltung (Abb. 2) in der Hauptsache geeignet ist für große Leistungen bei verhältnismäßig niedriger Spannung (etwa 20000 Volt), kommen die erste Graetzsche Schaltung (Abb. 1) und vor allem die Delonschaltung (Abb. 3) besonders für hohe Spannungen (200000 Volt) in Frage. Wenn es auch verhältnismäßig leicht ist, mit Hilfe einer der beiden letzten Anordnungen eine Apparatur für etwa 100 kV. und 20 mA. zu bauen, werden die Schwierigkeiten für höhere Spannungen immer größer, und 250 kV. dürfte die obere Grenze sein, die man heute mit einer einzigen Transformation erreichen kann. Die Schwierigkeiten liegen hierbei nicht so sehr im Bau eines geeigneten Transformators, als in der Herstellung der Glühventile und Kondensatoren. Es ist nämlich zu beachten, daß die Glühventile bei der zweiten Graetzschen Schaltung mit dem doppelten Wert der Gleichspannung, bei der ersten Graetzschen Schaltung und der Delonschaltung mit dem einfachen Wert der Gleichspannung stoßweise beansprucht sind. Die Kondensatoren haben bei den beiden Graetzschen Schaltungen die volle Gleichspannung, bei der Delonschaltung die halbe Gleichspannung auszuhalten, deshalb eignet sich letztere für sehr hohe Spannungen mehr. Glühventile kann man heute nach den langjährigen Erfahrungen mit Coolidge-Röntgenröhren einigermaßen durchschlagsicher für Spannungen bis etwa 250 kV. herstellen. Die Betriebssicherheit wird noch erhöht durch den von Siemens & Halske eingeführten Ölschutz. Immerhin ist aber die Lebensdauer so hoch belasteter Ventile gering. Der Versuch, durch Hintereinanderschalten zweier Ventile die Beanspruchung herabzusetzen, bringt wenig Vorteil, weil die Beanspruchungsverteilung von Zufällen abhängt und das Durchschlagen des einen Ventils das Durchschlagen des anderen zur Folge haben kann.

Die Betriebssicherheit der Kondensatoren ist ebenfalls begrenzt. Sie können noch einigermaßen sicher für eine Gleichspannungsbeanspruchung von etwa 150 kV. hergestellt werden. Auch hier lassen sich die Beanspruchungen durch Reihenschaltung mehrerer Kondensatoren praktisch nicht herabsetzen, da die Spannungsverteilung bei Gleichspannung nicht von der Kapazität der Einzelglieder abhängt, sondern in der Hauptsache durch den Isolationswiderstand gegeben ist. Das Durchschlagen eines Kondensators hat daher meist zur Folge, daß die anderen Kondensatoren der Serie nachfolgen.

Zusammenfassend kann man also sagen, daß bei einer einzigen Transformation die betriebssichere Grenze der Gleichspannungserzeugung bei etwa 250 kV. liegt.

Ferner haftet allen derartigen Gleichspannungsapparaturen ein prinzipieller Nachteil an. Eine Spannungsregulierung nach unten ist nur in ganz geringem Maße möglich, wenn der Apparat eine bestimmte Leistung hergeben soll. Das ist besonders wichtig für die Apparaturen zum Betrieb von Röntgenröhren, bei denen meistens gleichbleibende Leistung bei verschiedenen Spannungen verlangt wird. Daraus folgt, daß der gleiche Apparat nicht einmal für kleine Spannungen und große Stromstärken, das andere Mal für große Spannungen und kleine Stromstärken verwendet werden kann, wie es unter Umständen bei Röntgenapparaten mit wechselweisem Diagnostik- und Therapiebetrieb notwendig ist.

II. Gleichspannungsbatterie.

Um nun die Betriebssicherheit für hohe und höchste Spannungen zu steigern und gleichzeitig eine Spannungs- und Stromvariation in sehr weiten Grenzen zu ermöglichen, soll folgender Weg beschritten werden. Es soll eine Einheitszelle für 25 kV. Gleichspannung gebaut werden, die Stromentnahmen bis zu 30 mA. dauernd, bis 50 mA. kurzzeitig zuläßt, wobei die mittleren Spannungsschwankungen möglichst gering zu halten sind. Es soll möglich sein, diese Elemente in beliebiger Anzahl, wie Akkumulatoren, sowohl parallel zur Erreichung großer Stromstärken, als auch in Reihe zur Erzeugung höchster Spannungen schalten zu können, d. h. es soll eine Apparatur geschaffen werden, die für alle Anwendungsgebiete von hochgespanntem Gleichstrom in gleicher Weise Verwendung finden kann und dazu die bisherigen Apparaturen an Betriebssicherheit, Bequemlichkeit und Einfachheit übertrifft.

Die Beschränkung auf 25 kV. bringt es mit sich, daß die Isolationsschwierigkeiten verhältnismäßig einfach zu lösen sind. Als Schaltung läßt sich prinzipiell jede Anordnung verwenden, die die Umwandlung von niedergespanntem Wechselstrom in hochgespannten Gleichstrom gestattet.

Die Hauptbestandteile des von uns auf Grund der obigen Anforderungen konstruierten Apparates sind der Transformator, zwei gleiche Glühventile und zwei gleiche Kondensatoren.



Der Transformator (Abb. 5) erzeugt eine Wechselspannung von 8850 Volt Effektivwert und kann eine Dauerleistung von rund 900 Watt umsetzen. Er enthält außer der Nieder- und Hochspannungswicklung die beiden Heizstromwicklungen für die Glühkathoden der Ventile. Es ist mit Absicht darauf verzichtet worden, die Glühkathoden durch besondere Transformatoren zu speisen, um sowohl die Abmessungen, als auch die Leitungsführung innerhalb des Apparates soweit als möglich zu vereinfachen. Welche Konsequenzen sich daraus für die Konstruktion der Ventile bei Spannungsvariationen ergeben, soll später erörtert werden. Die eine Heizstromwicklung ist unmittelbar auf der Hochspannungsspule angebracht und mit ihrem Ende leitend verbunden. Die zweite ist in Form eines Ringes hochisoliert aufgesetzt. Bei der verhältnismäßig geringen Höhe der zu beherrschenden Spannung war es vorteilhaft, den Transformator mit Luftisolation auszuführen. Die Beanspruchungen, die zwischen den einzelnen Spulen auftreten können, sind folgende: zwischen Nieder- und Hochspannungswicklung 25 kV., zwischen Ende Hochspannungswicklung und Eisenkern 37,5 kV. und zwischen ringförmiger Heizstromwicklung und Hochspannungswicklung 25 kV. Zu bemerken wäre noch, daß diese Werte teils reine Gleichspannungs-, teils pulsierende Gleichspannungsbeanspruchungen sind. Später wird dargestellt werden, wie die Beanspruchungen zustande kommen. Die Kurzschlußspannung des Transformators beträgt bei normaler Strombelastung etwa 10 %.

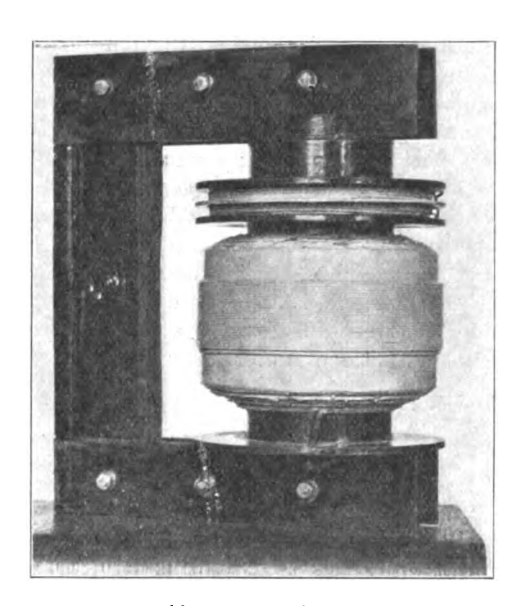


Abb. 5. Transformator.

Die beiden Heizstromwicklungen sind so angebracht, daß ihre Streuung nicht wesentlich verschieden ist, so daß die Heizspannungen der beiden Ventile stets einander gleich sind. Der Spannungsabfall der Heizwicklungen zwischen Leerlauf und Vollast erfordert Berücksichtigung beim Bau der Ventile. Da bei dem gleichzeitigen Betrieb mehrerer solcher Gleichspannungsapparate unter Umständen eine große Zahl von Ventilen in Funktion tritt, beispielsweise bei 200 kV. 16 Ventile, so sind besondere Bedingungen hinsichtlich ihrer Lebensdauer und Betriebssicherheit zu stellen. Ferner ist der Herstellungspreis eine wesentliche Frage. Dies führte zu folgender Ventilkonstruktion (Abb. 6). Die Kathode besteht aus einem schraubenlinig geführten Wolframdraht. Eine solche Anordnung bedingt eine etwas größere Raumladung gegenüber einem geradlinig ausgespannten Heizdraht. Die Raumladung ist aber, wie aus Abb. 7 hervorgeht, durchaus nicht übermäßig groß. Sie bietet den wesentlichen Vorteil, daß man große Emission auf kleinem Raum unterbringen kann. Die Anode hat die Form eines einseitig offenen Zylinders, in den die Kathode eingeführt ist, zweckmäßig sitzt die Kathode in der Linie, in der die elektrostatischen Kräfte der Anode sich kompensieren. Als Anodenmaterial wurde Nickel gewählt auf Grund folgender Überlegung: kommt beim Durchschlag eines Kondensators die ganze Sekundärspannung des Transformators an das Ventil zu liegen, so wird in der Anode eine derartige Energie (nahezu 1 kW) vernichtet, daß auch ein hochschmelzendes Anodenmaterial sofort zusammenschmilzt, wenn man nicht der Anode sehr große Dimensionen geben will. Darum bietet z. B. Tantal oder Molybdän vor Nickel keinen be-

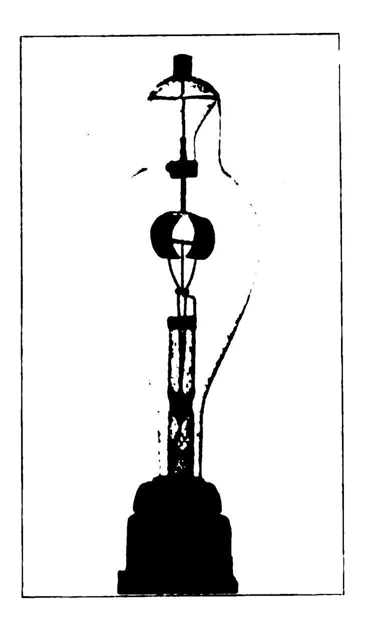


Abb. 6. Hochspannungsventil.

sonderen Vorteil, zumal die Herstellungskosten bei Verwendung von Nickel bedeutend niedriger sind. Die beschriebene Anordnung der Elektroden ermöglicht eine wesentliche Herabsetzung der Pumpzeit, da die Anode durch die besondere Form der Kathode beim Entgasen sehr gleichmäßig zum Glühen kommt. Es gelang, die Pumpzeit auf etwa $2^1/_2$ Stunden herabzusetzen. Geprüft wurden die Ventile auf ihre Sperrfähigkeit bei 80 kV. Die aufgewandte Heizleistung beträgt ca. 70 Watt; als „Heizmaß"[2]) wurde etwa 1 gewählt, das entspricht nach Barkhausen einer Lebensdauer von mindestens 1000 Brennstunden. Da bei diesem Heizmaß noch nicht im steilen Teile der Emissionskurve gearbeitet wird, beeinflußt Unterheizung (durch den Spannungsabfall bei Belastung) die Emission nicht derartig, daß

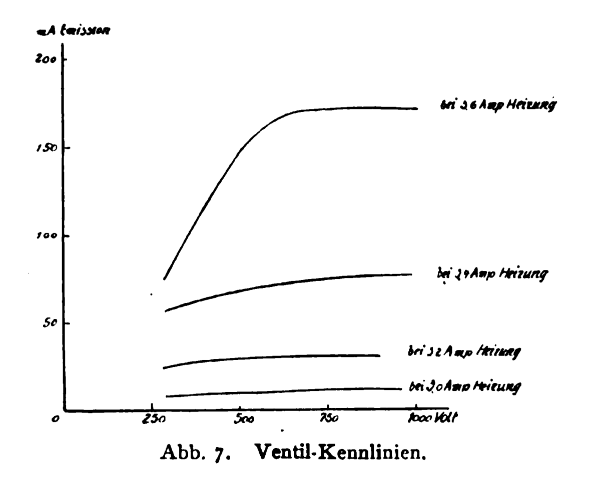


Abb. 7. Ventil-Kennlinien.

am Ventil erhebliche Spannung auftritt, zumal die Emission bei normaler Heizung ein vielfaches des Stromes beträgt, den die Apparatur hergibt.

Die Kondensatoren (Abb. 8) wurden unter Berücksichtigung folgender Gesichtspunkte ausgebildet. Von allen Dielektricis ist Glas eines der wenigen, die sich unter dem Einfluß des elektrischen Feldes und nitroser Gase nicht verändern. Es hat außerdem eine sehr hohe Durchschlagsfestigkeit und eine große Dielektrizitätskonstante. Als Form haben sich am besten sehr dünnwandige Glasröhrchen bewährt. Der innere Belag besteht aus eingestampftem Graphitpulver, der äußere aus einem Überzug mit leitendem Lack. Jedes Kondensatorröhrchen hat eine Gleichspannung von 12500 Volt auszuhalten. Bei dieser Spannung kann man die Glaswand sehr dünn halten (0,4 mm) und hat doch einen Sicherheitsfaktor von 100%, weil bekanntlich mit abnehmender Dicke des Dielektrikums seine Belastbarkeit (Volt/cm) beträchtlich zunimmt. Jedes dieser Röhrchen hat eine Kapazität von 900 bis 1000 cm und wird mit 20 kV. geprüft. 120 solcher Röhrchen sind zu einer Batterie von etwa 100000 cm derartig zusammengebaut (Abb. 8), daß die Röhrchen durch ein Netz von Spiralfedern gehalten werden; dadurch sind sie ziemlich stoßsicher gelagert.

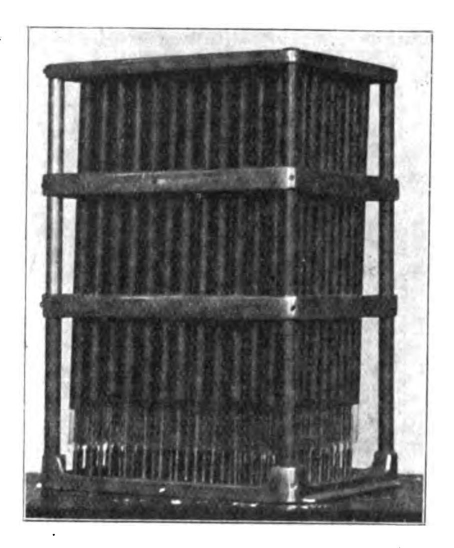


Abb. 8. Kondensator.

Solche Kondensatorbatterien können auch für viele andere Zwecke Verwendung finden. Man kann sie sehr genau aufeinander abgleichen durch Zufügen oder Weglassen von Röhrchen. Wird höhere Genauigkeit der Kapazität verlangt, so benutzt man halbe oder $^1/_4$ gefüllte Zusatzröhrchen.

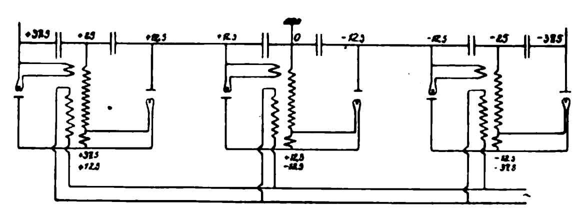


Abb. 9a. Schaltung für 3 Glieder.

Da diese Kondensatorbatterien sehr erhebliche Restladungen zeigen, ist es zweckmäßig, beim fertigzusammengebauten Apparat einen Automaten vorzusehen, der nach dem Abschalten des Primärstromes die Kondensatorbatterien kurzschließt, oder man kann an jeder Batterie einen geeigneten hochohmigen Widerstand anbringen, der etwa $^1/_{10}$ mA, durchläßt und die Batterie nach dem Ausschalten langsam entlädt.

Wenn man mit einer solchen Zelle für 25 kV. arbeiten will, wird man zweckmäßig die Mitte der Kondensatoren erden, um das Potential zu steuern. Soll höhere Spannung verwandt werden, so wird man auf beiden Seiten je eine solche Zelle dazu-

[2]) Barkhausen, Elektronenröhren. Verlag S. Hirzel. S. 14ff.

schalten. Dann sind diese drei Glieder primär parallel und sekundär hintereinander geschaltet (Abb. 9a und b). Aus den in der Abbildung eingeschriebenen Potentialen ergibt sich ohne weiteres die Beanspruchung der einzelnen Teile gegeneinander und gegen Erde. Die höchste auftretende Beanspruchung ist 37,5 kV. gegen Erde und zwar liegt sie am positiven Ende an der ringförmigen Heizwicklung und am Ende der Hochspannungs-

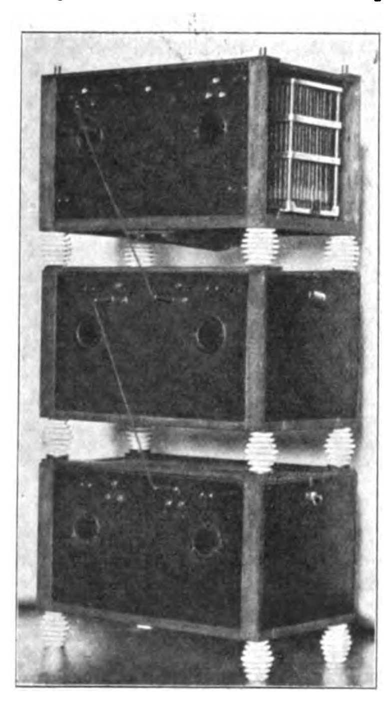


Abb. 9b. Aufbau dreier Glieder.

spule und am negativen Ende nur am Ende der Hochspannungsspule, während dort die ringförmige Heizwicklung nur 12,5 kV. gegen Erde besitzt. Dies sind Beanspruchungen, für die ein Lufttransformator von genügend kleinen Abmessungen noch gut gebaut werden kann. Will man zu noch höheren Spannungen gelangen, so kann man auf jeder Seite dieses Aggregates je drei weitere Glieder, die unter sich genau so geschaltet sind, wie das mittlere Aggregat, anschließen. Diese Glieder dürfen allerdings nicht mehr unmittelbar ans Netz gelegt werden, sondern müssen über einen Beanspruchungstransformator[3]) gespeist werden, dessen Sekundärseite zweckmäßig durch die Verbindung mit der Mitte des mittelsten Gliedes auf das Potential 75 kV. gegen Erde gebracht wird. Es sind dann die einzelnen Teile dieser drei Glieder genau so beansprucht wie die des ersten Aggregates. Auf diese Weise erhält man (Abb. 10) 225 kV. Gleichspannung. Eine weitere

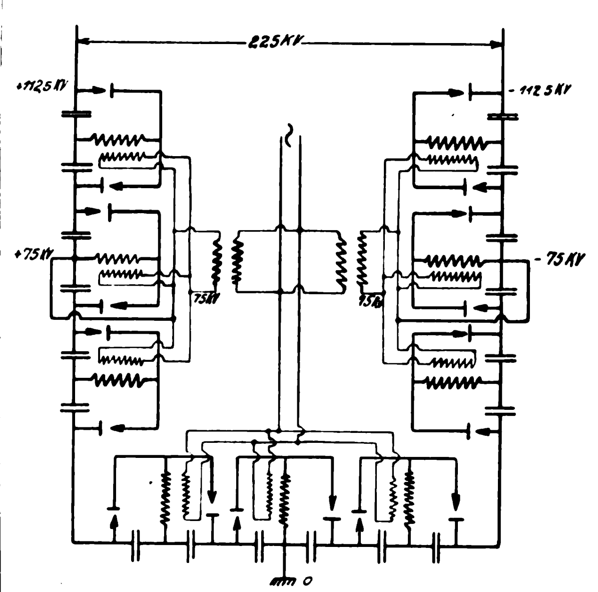


Abb. 10. Schaltung für 9 Glieder bei Mittelerdung.

Spannungserhöhung ergibt sich durch Hinzufügen dreier neuer Glieder auf jeder Seite, die wieder durch geeignete potentialgesteuerte Vortransformatoren gespeist werden.

Für manche Zwecke ist einseitige Erdung notwendig. Wie hier zu schalten ist, ist aus Abb. 11 zu ersehen. Aus dem vorher Gesagten geht hervor, daß ein einzelnes Glied ohne weiteres mit einseitiger Erdung betrieben werden kann, da die höchste hierbei auftretende Beanspruchung 25 kV. ist. Wie oben werden dann drei weitere

[3]) Dessauer, Über einen neuen Hochspannungstransformator. Verhandl. d. D. Phys. Ges. 19, H. 17/18.

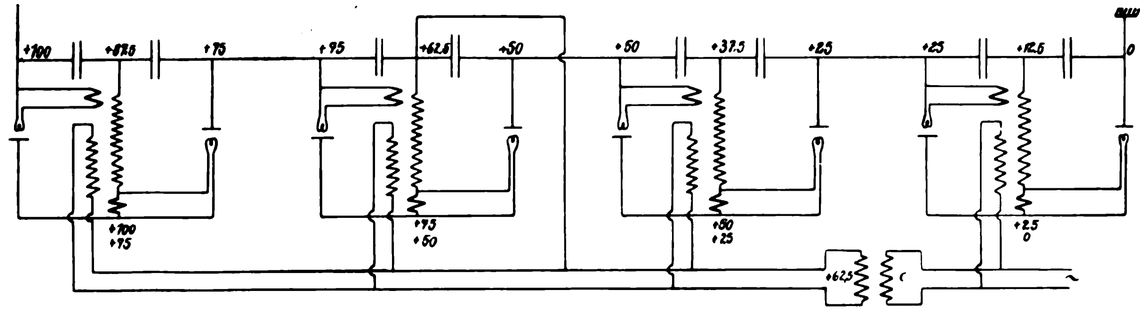


Abb. 11. Schaltung für 4 Glieder bei einseitiger Erdung.

Glieder mittels eines Beanspruchungstransformators angehängt.

Eine Parallelschaltung der Gleichstromseiten beliebig vieler Glieder zur Erreichung hoher Stromstärken und gemischte Parallelserienschaltung bietet keinerlei Schwierigkeiten.

Man kann also diese Glieder unter Beobachtung der durch die Hochspannung gebotenen Vorsichtsmaßregeln wie Akkumulatoren schalten.

Der Aufbau einer solchen Apparatur für hochgespannten Gleichstrom beliebiger Spannung und Stromstärke aus einer Anzahl gleicher Einzelapparate bringt für die Fabrikation wesentliche Vorteile mit sich, da nur wenige Einzelteile in großer Anzahl hergestellt zu werden brauchen; denn jede Hochspannungsbatterie dieser Art enthält nur drei verschiedene Hauptbestandteile: Den Kondensator (zwei in jeder Zelle), das Ventil (zwei in jeder Zelle) und den Transformator, die alle austauschbar sind.

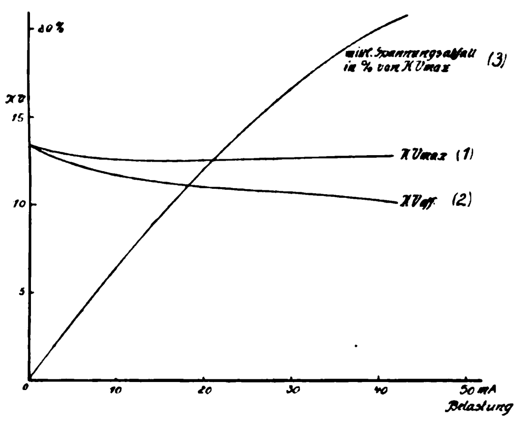


Abb. 12. Messungen an einem Kondensator.

III. Messungen.

Es sollen im folgenden die elektrischen Eigenschaften eines solchen Gliedes besprochen werden. Sie sind ohne weiteres auf beliebig geschaltete Batterien übertragbar, da die einzelnen Glieder der Batterie untereinander gleich sind.

Kurve 1 in Abb. 12 zeigt den Verlauf der maximalen Gleichspannung bei steigender Belastung mittels Glühkathodenröhre gemessen an einem der beiden hintereinander geschalteten Kondensatoren eines Gliedes. Sie wurde bestimmt mit einem elektrostatischen Voltmeter von Hartmann & Braun unter Parallelschaltung eines Kondensators und Vorschaltung eines Glühventils; es zeigt sich, daß der Abfall der Maximalspannung zwischen Leerlauf und 30 mA. Belastung nicht mehr als 5% beträgt.

Kurve 2, Abb. 12, zeigt den Effektivwert der Gleichspannung bei steigender Belastung an einem Kondensator. Er nimmt etwa proportional der Belastung ab und zwar beträgt der mittlere Spannungsabfall, in Kurve 3, Abb. 12, dargestellt, in Prozenten der Maximalspannung, bei 30 mA. Belastung etwa 16%.

Um nun die Gesamtspannung eines Gliedes bei Belastung zu erhalten, darf man nicht etwa die beiden Teilspannungen, die an je einem Kondensator liegen, addieren, weil die Aufladung der beiden Kondensatoren nicht gleichzeitig erfolgt

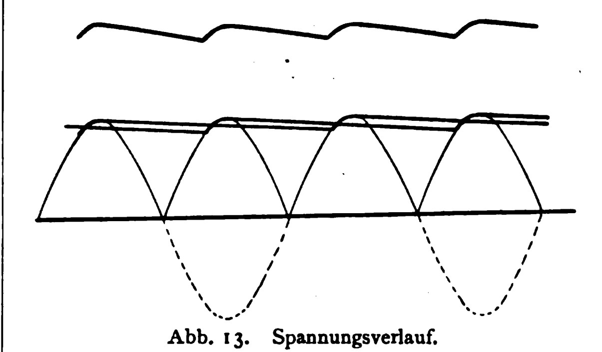


Abb. 13. Spannungsverlauf.

(Abb. 13). Man muß daher die Spannungen an dem ganzen Glied messen. Dies geschah, da ein statisches Voltmeter für diese Spannung nicht zur Verfügung stand, mittels zwei hintereinandergeschalteter geeigneter Widerstände von je etwa 10^8 Ohm, die dem Ohmschen Gesetz innerhalb

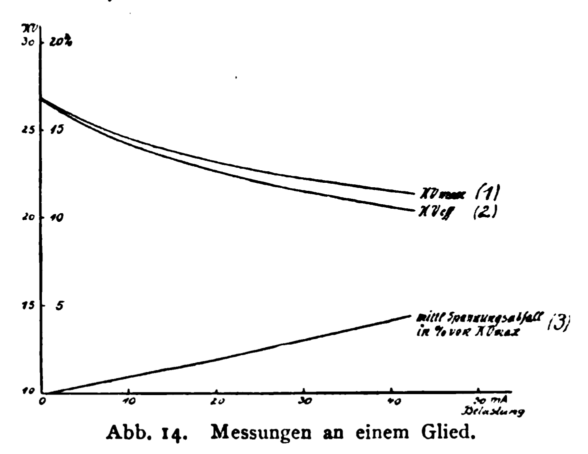


Abb. 14. Messungen an einem Glied.

der Meßgenauigkeit des statischen Voltmeters folgen. Gemessen wurden die Spannungen an einem Widerstand mittels des statischen Voltmeters, einmal als Effektivwert und einmal als Maximalwert, wie oben beschrieben. Kurve 1, Abb. 14, zeigt den Verlauf der Maximalspannung. Sie fällt von 27 kV. bei Leerlauf auf 22,7 kV. bei 30 mA. Belastung. Die effektive Spannung fällt von 27 kV. bei Leerlauf auf 21,7 kV. bei 30 mA. Belastung (Kurve 2, Abb. 14.) Man ersieht daraus, daß der mittlere Spannungsabfall in Prozenten der Maximalspannung bei Belastung an der ganzen Apparatur wesentlich geringer ist

als an einem Kondensator, beispielsweise bei 50 mA. etwa 2 % (Kurve 3) gegenüber 16 % an einem einzelnen Kondensator. Die Apparatur liefert also bei Belastung mittels Glühkathodenröhre praktisch in weiten Grenzen Gleichspannung, d. h. die Spannung hat nur sehr wenig Wellencharakter. Der bei Belastung auftretende Spannungsverlust läßt sich durch Erhöhung der Primärspannung weitgehend ausgleichen.

Da beim Arbeiten mit einer größeren Batterie eine größere Zahl von Transformatoren und Glühventilen Verwendung findet, so hat es den Anschein, als ob der Wirkungsgrad des Energieumsatzes nur gering sein könnte gegenüber Apparaten, die nur einen Transformator und zwei Glühventile zur Erreichung derselben Leistung brauchen. Leistungsmessungen zeigen indes, daß der Wirkungsgrad bei Belastung mit 30 mA. etwa 76 % beträgt. Demgegenüber dürfte ein Apparat, bestehend aus einem Hochspannungsöltransformator, zwei großen Glühventilen und zwei Kondensatoren höchstens denselben Wirkungsgrad erreichen.

Die Variation der Spannung einer größeren Batterie läßt sich leicht bewerkstelligen. Grobe Spannungsänderungen stellt man sich her durch Zu- und Abschalten je eines Gliedes, feinere, indem man die Primärspannung zweckmäßig mittels Ohmschen Widerstandes reguliert. Dabei ist aber zu beachten, daß man nicht aus der Primärspannung auf die Gleichhochspannung schließen darf. Die Glühventile sind so dimensioniert, daß sie, trotz schwächerer Heizung, eine Regulierung der Gleichspannung bis zu Null bei etwa 10 mA. Belastung erlauben. Der mittlere Spannungsfall in Prozenten der Maximalspannung wird bei einer solchen Spannungsregulierung keinesfalls größer, wie durch Messungen festgestellt worden ist, wahrscheinlich infolge Deformation der Spannungskurve durch den Ohmschen Widerstand.[4])

Zusammenfassung.

1. Es werden die verschiedenen Methoden der Erzeugung von hochgespanntem Gleichstrom aus Wechselstrom besprochen.

2. Es wird eine Apparatur beschrieben, die die Herstellung beliebig hochgespannten Gleichstroms gestattet, indem Einheitsglieder in beliebiger Anzahl zusammengeschaltet werden.

3. Es werden an Hand von Messungen Angaben über die elektrischen Eigenschaften eines solchen Einheitsgliedes gemacht.

[4]) Eingehendere Angaben über die Meßresultate sind einer späteren Arbeit vorbehalten.

(Eingegangen am 13. Juni 1925.)

Beitrag zur Kenntnis der Phosphorbronze auf Grund von optischen Untersuchungen im System Kupfer–Phosphor–Zinn.

(2. Mitteilung.)

Von L. C. Glaser und H. J. Seemann.

(Mitteilung aus dem Laboratorium für technische Physik an der Universität Würzburg.)

(Hierzu Tafel XII bis XVII.)

Inhalt: Es wird das System Kupfer–Phosphor–Zinn im technisch wichtigen Teilbereich optisch untersucht und hierbei das Ergebnis der früher mitgeteilten thermischen Untersuchung weitgehendst bestätigt.

Einleitung.

In einer vor kurzem erschienenen Abhandlung[1]) haben die Verfasser die Ergebnisse von thermischen Untersuchungen im technisch wichtigen Teilbereich des Systems Kupfer–Phosphor–Zinn mitgeteilt. Daraus ergibt sich, daß mit Ausnahme eines kleinen Mischkristallgebiets, das bei niedrigen Phosphorgehalten liegt, ein ternäres Eutektikum von der Zusammensetzung 80,7 % Cu, 4,5 % P und 14,8 % Sn als wesentliches Aufbauelement des Feingefüges der technischen Phosphorbronze vorhanden ist. Um die Ergebnisse der thermischen Untersuchung sicher zu stellen und insbesondere einen genaueren Einblick in den Gefügeaufbau der technischen Phosphorbronzen zu gewinnen, wurden die Legierungen der optischen Prüfung am Metallmikroskop unterzogen.

Eine endgültige und exakte Bestätigung der mit Hilfe der thermischen und optischen Untersuchung gewonnenen Ergebnisse wird jedoch erst die Kenntnis der Änderung der verschiedenartigen physikalischen Eigenschaften des Legierungssystems ermöglichen. Die Ermittelung des Zustandsschaubilds eines Legierungssystems auf Grund von optischen Untersuchungen allein, wie dies heute vielfach beliebt ist, wird kaum einen sicheren Aufschluß über die oft recht verwickelten Verhältnisse bringen können, eine Tatsache, die sich in zahlreichen widersprechenden Resultaten der verschiedenen Forscher am deutlichsten zeigt. Dem einen der Verf. wurde in der Diskussion bei der ersten öffentlichen Bekanntgabe von einzelnen Ergebnissen der vorliegenden Untersuchungen auf dem Stuttgarter Metallfachabend[2]) die Deutung auf Grund von theoretischen Erwägungen mittels der Phasenlehre empfohlen. In der Antwort wurde bei jener Gelegenheit bereits festgestellt, daß die thermische Analyse und somit phasentheoretische Erörterungen in die Irre führen können. Es wurde darauf hingewiesen, daß nur die Kenntnis

[1]) L. C. Glaser und H. J. Seemann, Beitrag zur Kenntnis der Phosphorbronze auf Grund von thermischen Untersuchungen im System Kupfer–Phosphor–Zinn. Ztschr. f. techn. Physik 7 (1926), 42.

[2]) Zeitschr. f. Metallkunde 1924.



der Änderung der spezifischen Wärmen und der übrigen damit zusammenhängenden physikalischen Eigenschaften die nötige exakte physikalische Grundlage für ein abgerundetes Gesamtbild eines technischen Legierungssystems liefern kann. Es ergibt sich somit die Notwendigkeit, weitere Untersuchungen über die Änderung der verschiedenen physikalischen Eigenschaften im System Kupfer–Phosphor–Zinn anzustellen, über deren Ergebnisse die Verf. in weiteren Mitteilungen berichten werden. Außer rein technischen Gesichtspunkten werden sich hierbei wichtige Richtlinien für die Thermodynamik verwickelter Systeme ergeben.

Historisches.

Die bisherigen Untersuchungen im binären System Kupfer – Zinn, die von verschiedenen Forschern vorgenommen wurden, ergaben eine Anzahl widersprechender Ergebnisse.[3]) Der eine Verf. hat gelegentlich näherer metallographischer und physikalischer Untersuchungen im Gebiet der Spiegelmetallgruppe des Systems Kupfer–Zinn festgestellt, daß in den bisher veröffentlichten Ergebnissen über das System Kupfer–Zinn kaum Gleichgewichtszustände vorliegen dürften. In dieser Beziehung sind die vorliegenden Untersuchungen im System Kupfer–Phosphor–Zinn unter Beigabe des die Kristallisation erfahrungsgemäß fördernden Phosphors zum System Kupfer–Zinn von besonderer Bedeutung. Es wird sich Gelegenheit bieten, auf diese Verhältnisse besonders einzugehen, wenn die Ergebnisse der Untersuchungen über die Umwandlungen im festen Zustand beim System Kupfer–Phosphor–Zinn vorliegen.

Hilfsmittel und Untersuchungsmethoden.

Zur optischen Untersuchung der Metallschliffe standen eine Reihe von Mikroskopen zur Verfügung.

1. Ein Metallmikroskop von der E. Busch A.-G. Berlin-Rathenow, das den Verf. freundlichst zur Verfügung gestellt wurde.
2. Drei Metallmikroskope von C. Reichert-Wien, die gleichfalls den Verf. freundlichst zur Verfügung gestellt wurden.
3. Eine vollständige optische Einrichtung nach Martens-Zeiss, die bereits an anderer Stelle erwähnt ist.[4])
4. Eine mikrophotographische Einrichtung von E. Leitz-Wetzlar.

Alle Schliffe wurden ferner im polarisierten Licht mit der Einrichtung geprüft, die bereits vor einiger Zeit beschrieben wurde.[5])

Die Schmelzen, von deren erstarrten Reguli Schliffbilder angefertigt wurden, verblieben im Allgemeinen bis kurz nach Unterschreitung der eutektischen Temperatur (627° C) im Ofen und wurden dann an der Luft normal abgekühlt. Die Proben wurden auf einem Satz Schmirgelpapier von sechs Stufen mit immer feinerer Körnung und anschließend auf feinstem Tuch, auf das geschlemmte Tonerde aufgetragen war, geschliffen und zwar ausschließlich von Hand unter möglichst leichtem Druck. Zum Ätzen der Schliffe diente Eisenchlorid.

Ergebnisse der optischen Prüfung.

Die auf optischem Wege überprüften Ergebnisse stimmen mit dem früher mitgeteilten thermischen Befund gut überein.

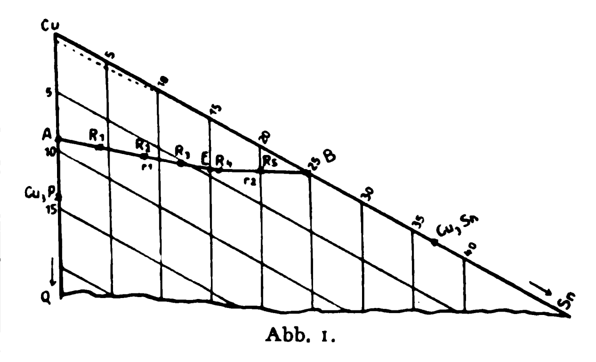


Abb. 1.

Aus dem Schaubild (Abb. 1) ersieht man, welcher Art die Komponenten sein müssen, die in dem Gefüge der technischen Phosphorbronzen auftreten und die das ternäre Eutektikum von der gefundenen Zusammensetzung (14,8 % Sn; 4,5 % P; 80,7 % Cu) bilden. In dem von den beiden Raumkurven r_1 und r_2 eingeschlossenen Gebiet A kristallisieren primär α-Kupfermischkristalle aus, in die Phosphor zu geringen noch näher zu untersuchenden Anteilen eingeht. Jenseits des Gebiets A nach höheren Phosphor- und Zinngehalten zu kristallisieren primär aus der Schmelze Kupfer–Phosphor- (von der Zusammensetzung Cu_3P) bzw. Kupfer–Zinn-Verbindungen (entweder Cu_3Sn oder Cu_4Sn, was der Röntgenanalyse zur Entscheidung überlassen bleiben möge). Die zugehörigen Gebiete B bzw. C sind im Schaubild getrennt durch die Raumkurve r_3, deren Verlauf allerdings sowohl nach Lage als nach Erstreckung nicht feststeht.[6]) Das ternäre Eutektikum setzt sich also zusammen aus α-Kupfermischkristallen, einer Kupfer–Phosphor-Verbindung Cu_3P und einer Kupfer–Zinn-Verbindung. Ob es sich im letzteren Falle um die Verbindung Cu_3Sn oder Cu_4Sn handelt, kann auf Grund der optischen Untersuchung nicht mit Sicherheit festgestellt werden, da die beiden Ver-

[3]) L. C. Glaser und H. J. Seemann, l. c. S. 43.

[4]) L. C. Glaser, Prüfung, Leistung und Eigenschaften optischer Beugungsgitter und Wege zu deren Vervollkommnung. Ztschr. f. techn. Phys. 7 (1926), 31.

[5]) L. C. Glaser, Metallographie im polarisierten Licht. Ztschr. f. techn. Phys. 5 (1924), 253.

[6]) L. C. Glaser und H. J. Seemann, l. c. S. 46.

bindungen nach aus dem Laboratorium vorliegenden Beobachtungen optisch nicht genau zu unterscheiden sind (siehe weiter oben).

Die erwähnten drei Komponenten sind in den beigegebenen Mikrophotographien neben dem Eutektikum leicht zu erkennen. Dabei erscheint letzteres, wenn nicht gerade Entmischungen und dergleichen eingetreten sind — wozu die Phosphorbronzen wie alle Bronzen leicht neigen — in feinstruierter Form, teils lamellar, teils körnig. Das ternäre Eutektikum ist optisch dem Perlit im Eisenkohlenstoffdiagramm sehr ähnlich.

In den Abb. 2 bis 13 auf Tafel XII bis XVII ist von den untersuchten Schliffbildern eine geeignete Auswahl wiedergegeben.

Abb. 2 und 3 zeigen zunächst das kennzeichnende Gefüge der α-Kupfermischkristalle, in die Phosphor eingelagert ist. Eutektikum ist nicht zu bemerken, obwohl die thermische Untersuchung bei der Abb. 3 entsprechenden Legierung einen eutektischen Haltepunkt ergab. Dies erklärt sich aus den geringen Anteilen des Eutektlkums bei den Legierungen mit niederem Phosphor- und Zinngehalt. Offenbar scheint jedoch Phosphor mit immerhin nennenswerten Beträgen, schätzungsweise bis etwa rund 1 %, in die α-Kupfermischkristalle einzugehen, während die Betrachtung der Schaubilder der binären Systeme Kupfer–Phosphor und Kupfer–Zinn nur viel geringere Anteile von Phosphor im α-Kupfermischkristall nahelegt. Untersuchungen des Temperaturbeiwertes der elektrischen Leitfähigkeit sowie die Röntgenanalyse dürften darüber Klarheit bringen, worauf schon in der wiederholt erwähnten früheren Mitteilung hingewiesen wurde.

Die in den Abb. 4 bis 7 wiedergegebenen Gefügebilder entsprechen Legierungen, die in das Gebiet *A* gehören. Sie enthalten neben dem Eutektikum primär aus der Schmelze ausgeschiedene α-Kupfermischkristalle. Daneben treten hier wie in den folgenden Schliffbildern mehr oder weniger deutlich erkennbare Gefügebestandteile auf, die der sekundär aus der Schmelze ausgeschiedenen Kristallart entspechen.[7]) In den Unterschriften zu den Abbildungen sind diese nur soweit erwähnt, als sie im Gefügebiid deutlich und eindeutig zu erkennen sind. (Im übrigen ist zu beachten, daß das mikrophotographische Bild nur einen Durchschnitt des Auftretens der Gefügebestandteile gibt.)

Die Abb. 8 und 9 entsprechen Legierungen, die in das Gebiet *C* gehören, Abb. 10 bis 13 solchen, die in das Gebiel *B* gehören. Die Kupfer–Zinn-Verbindungen zeichnen sich dabei durch eine helle, die Kupfer–Phosphor-Verbindungen durch eine tiefdunkle Färbung aus.

[7]) L. C. Glaser und H. J. Seemann, l. c. S. 45 u. 46.

Zum Schluß möchten wir noch bemerken, daß wir vor der Hand von Abschreckproben und Temperproben Abstand nehmen, da dieses (von Bauer und Vollenbruck) in letzter Zeit für das System Kupfer–Zinn ausgeübte Verfahren unseres Erachtens physikalisch nicht zuverlässig ist und überdies keine Veranlassung vorliegt, das Schrifttum mit Angaben über Phasenzustände zu belasten, für deren Bezeichnung in diesem Fall das griechische Alphabet kaum ausreichen dürfte.

Zusammenfassung.

Die der optischen Prüfung unterzogenen Phosphorbronzen bestätigten in dem gefundenen Gefügeaufbau weitgehendst die Ergebnisse der thermischen Untersuchung. Insbesondere wurden das ternäre Eutektikum im Gefüge bestätigt und als dessen Komponenten α-Kupfermischkristalle, die Verbindung Cu_3P und eine noch näher zu bestimmende Kupfer–Zinn-Verbindung festgestellt. Diese drei Komponenten bilden somit das Gefüge der technischen Phosphorbronzen.

(Eingegangen am 6. September 1925.)

Neue Bücher.

(Besprechung bleibt vorbehalten.)

Berger, R., Die Schalltechnik. IV, 115 S., 97 Abb. i. T. Sammlung Vieweg Heft 83 (Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaften und der Technik). Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1926. Geh. Rm. 8,—.

Eversheim, Paul, Wellenlängenmessungen des Lichtes im sichtbaren und unsichtbaren Spektralbereich. IV, 111 S., 28 Abb. Sammlung Vieweg Heft 82 (Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaften und der Technik). Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1926. Geh. Rm. 7,—.

Grubenmann, M., Ix-Tafeln feuchter Luft und ihr Gebrauch bei der Erwärmung, Abkühlung, Befeuchtung, Entfeuchtung von Luft bei Wasserrückkühlung und beim Trocknen. 45 S., 45 Textabb., 3 Diagramme auf 2 Taf. Julius Springer, Berlin. 1926. Rm. 10,50.

Hohmann, W., Die Erreichbarkeit der Himmelskörper. Untersuchungen über das Raumfahrtproblem. IV, 88 S. R. Oldenbourg, München. 1925. Geh. Rm. 5,—.

Korn, A., Die Konstitution der chemischen Atome. Mechanische Theorien in Physik und Chemie. 159 S. G. Siemens, Berlin W. 57. 1926. Brosch. Rm. 7,50.

Physikbüchlein. Ein Jahrbuch der Physik. Herausgegeben von Werner Bloch. 80 S. Franckhsche Verlagshandlung, Stuttgart. 1926. Geh. Rm. 1,50.

Besprechungen.

Eberty, Felix. **Die Gestirne und die Weltgeschichte.** Gedanken über Raum, Zeit und Ewigkeit. Neu herausgegeben von Gregorius Itelson. Mit einem Geleitwort von Albert Einstein. Verlag J. M. Spaeth, Berlin 1925. XIII. 48 Seiten.

Es ist ein verdienstlicher Einfall, das kleine Schriftchen des geistreichen Eberty, das zum ersten Male 1846 anonym erschien, neu herauszugeben, und wir müssen Itelson und dem Verleger Dank wissen, daß sie es unternommen haben, dem Einfall zur Wirklichkeit zu verhelfen. Ebertys Gedankengang geht von der Dauer, die ein Lichtstrahl von



Abb. 2. 4 % Sn; 1,03 % P; 94,97 % Cu. α-Kupfermischkristalle.
100 ×; 2 sec exponiert.

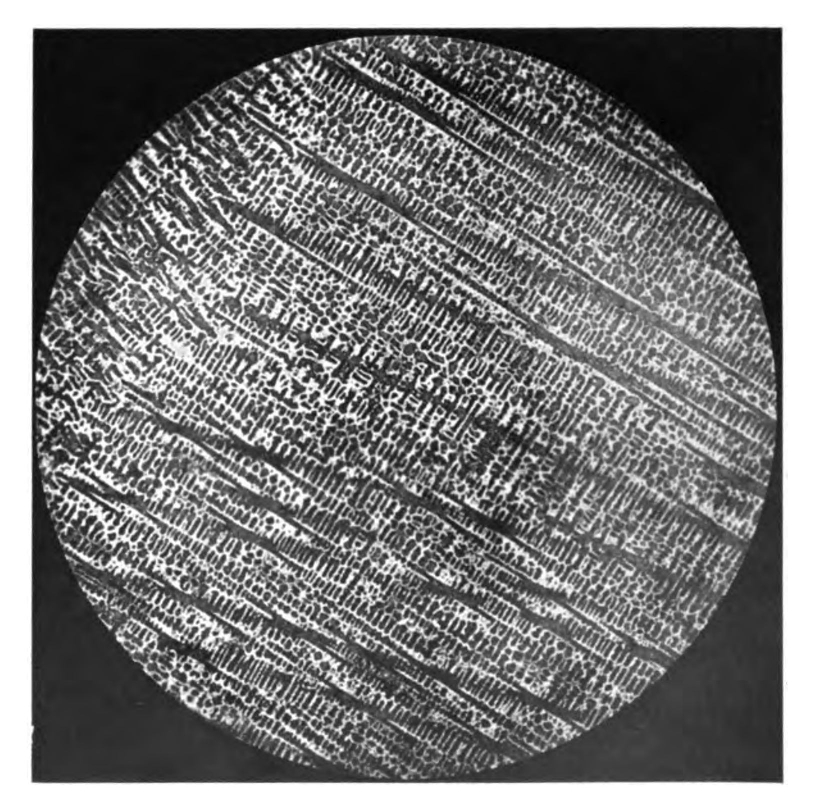


Abb. 3. 8 % Sn; 1,03 % P; 90,97 % Cu. α-Kupfermischkristalle (Gußstruktur).
20 ×; 1/2 sec exponiert.

L. C. Glaser und H. J. Seemann.

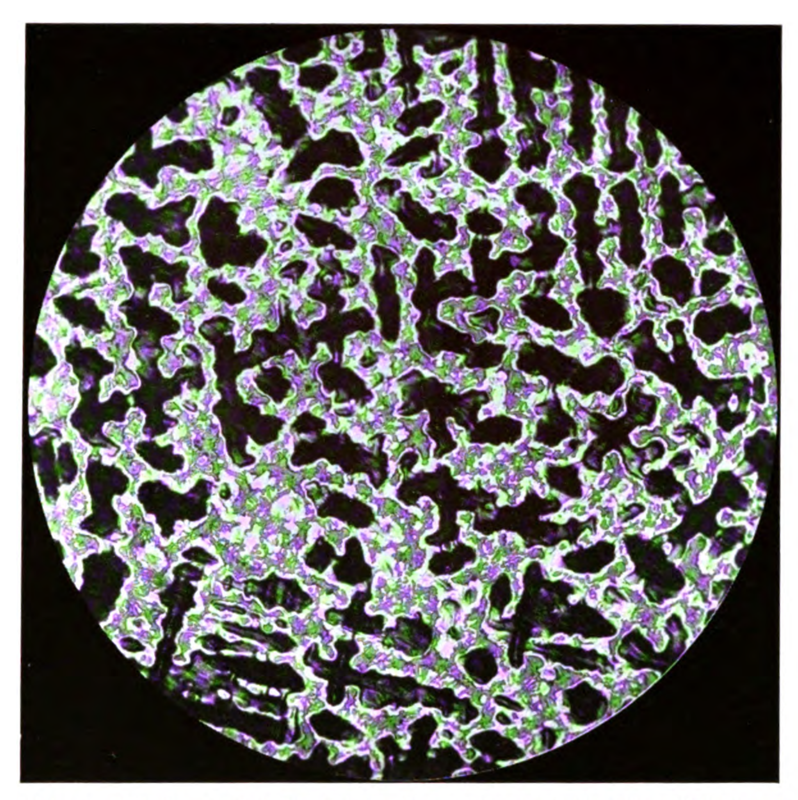


Abb. 4. 8 % Sn; 2,06 % P; 89,94 % Cu. α-Kupfermischkristalle, Eutektikum. 100 ×; 2 sec exponiert; 16 mm Öl-Immersion.

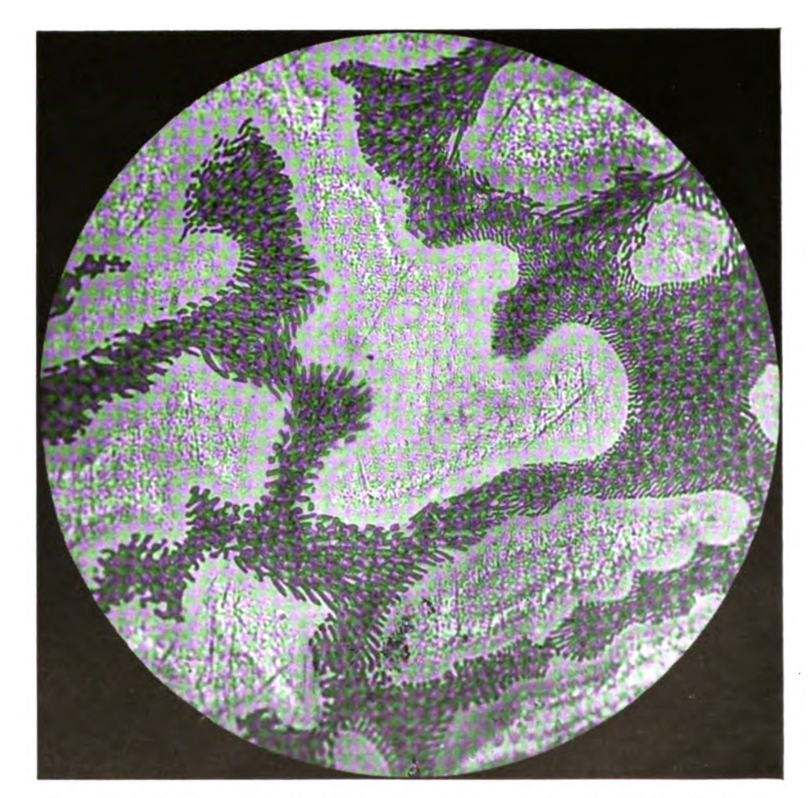


Abb. 5. 12 % Sn; 2,06 % P; 85,94 % Cu. α-Kupfermischkristalle, Eutektikum. 600 ×; $^1/_2$ sec exponiert; $^1/_{10}$ a Öl-Immersion.

L. C. Glaser und H. J. Seemann.

Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig.

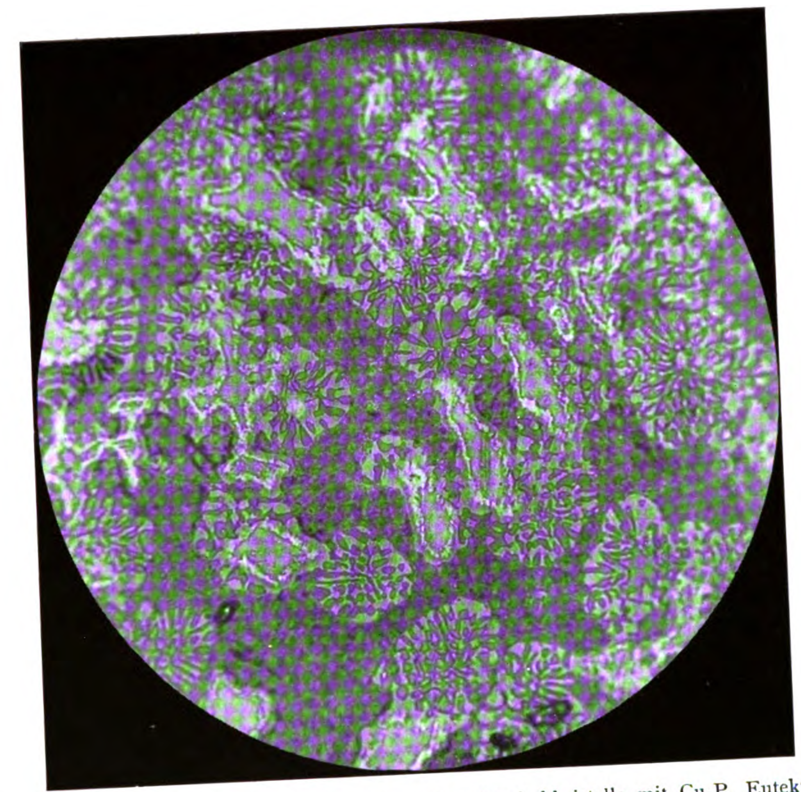


Abb. 6. 12 % Sn; 4,1 % P; 83,9 % Cu. α-Kupfermischkristalle mit Cu_3P, Eutektikum. 200 ×; $^1/_2$ sec exponiert.

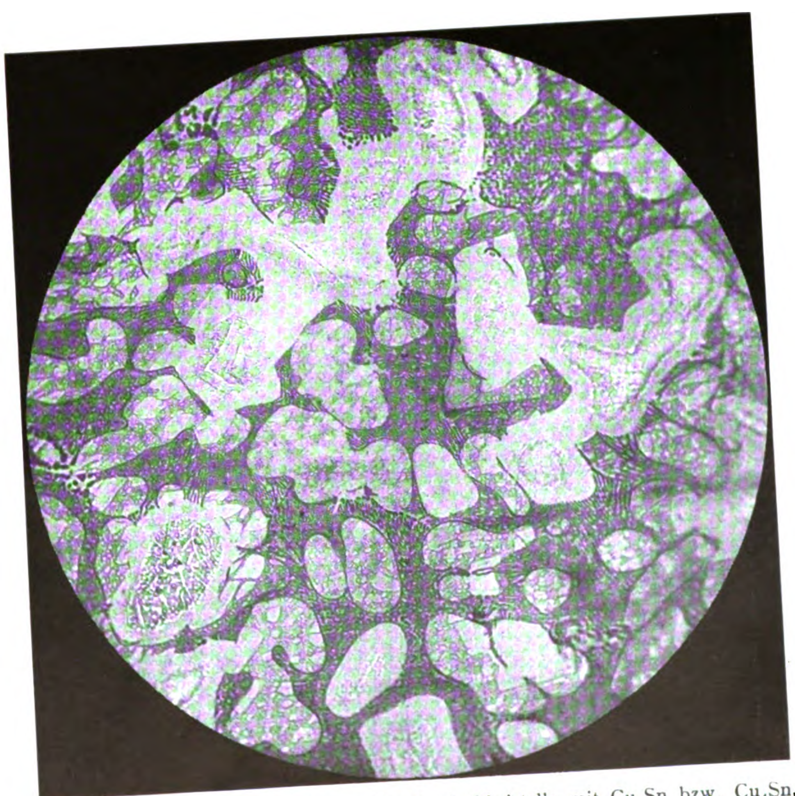


Abb. 7. 16 % Sn; 2,06 % P; 81,94 % Cu. α-Kupfermischkristalle mit Cu_3Sn bzw. Cu_4Sn, Eutektikum. 400 ×; $^1/_2$ sec exponiert; $^1/_7$ a Öl-Immersion.

L. C. Glaser und H. J. Seemann.

Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig.



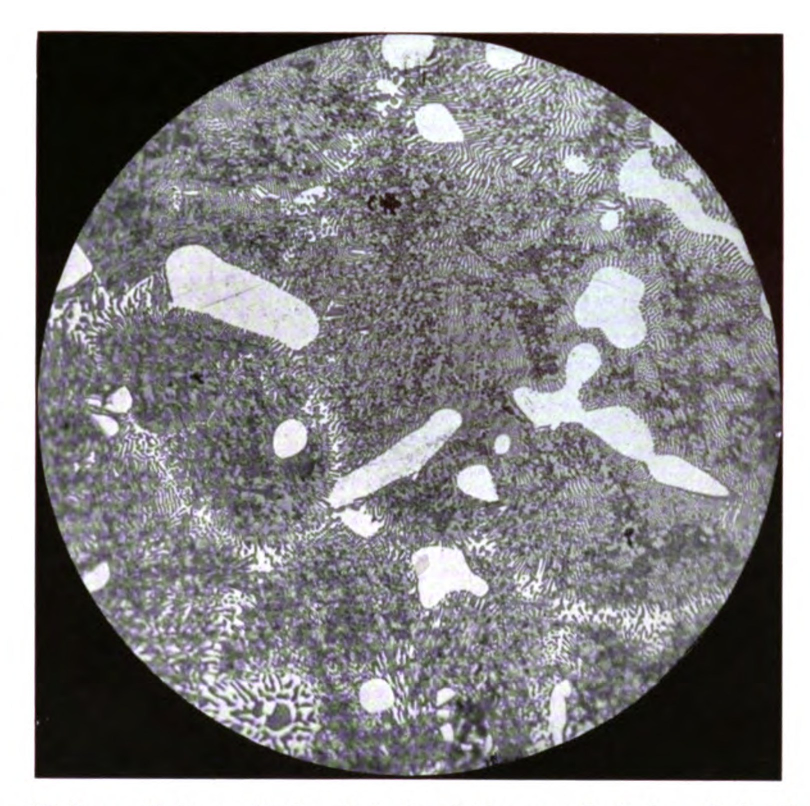


Abb. 8. 16% Sn; 4,1% P; 79,9% Cu. Erste **Ausscheidung** von Cu_3Sn bzw. Cu_4Sn, **Eutektikum.** 300 ×; 1/2 sec exponiert; 8 mm Öl-Immersion.

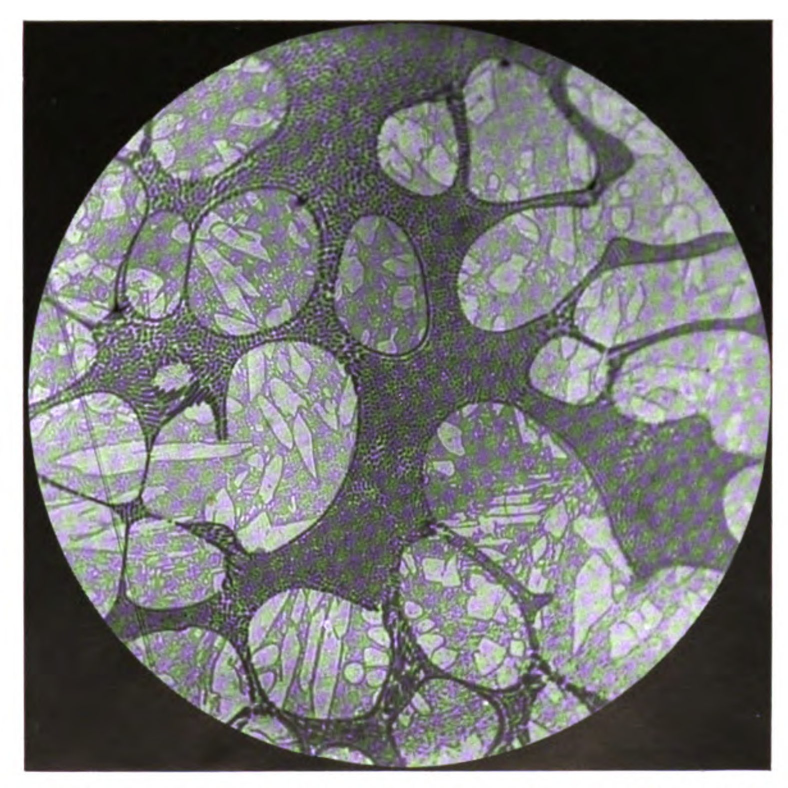


Abb. 9. 20% Sn; 2,06% P; 77,94% Cu. Cu_3Sn bzw. Cu_4Sn, umrändert von α-Kupfermischkristallen, **Eutektikum** (körnig). 400 ×; 1/2 sec exponiert; 1/7 a Öl-Immersion.

L. C. Glaser und H. J. Seemann.



Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig.

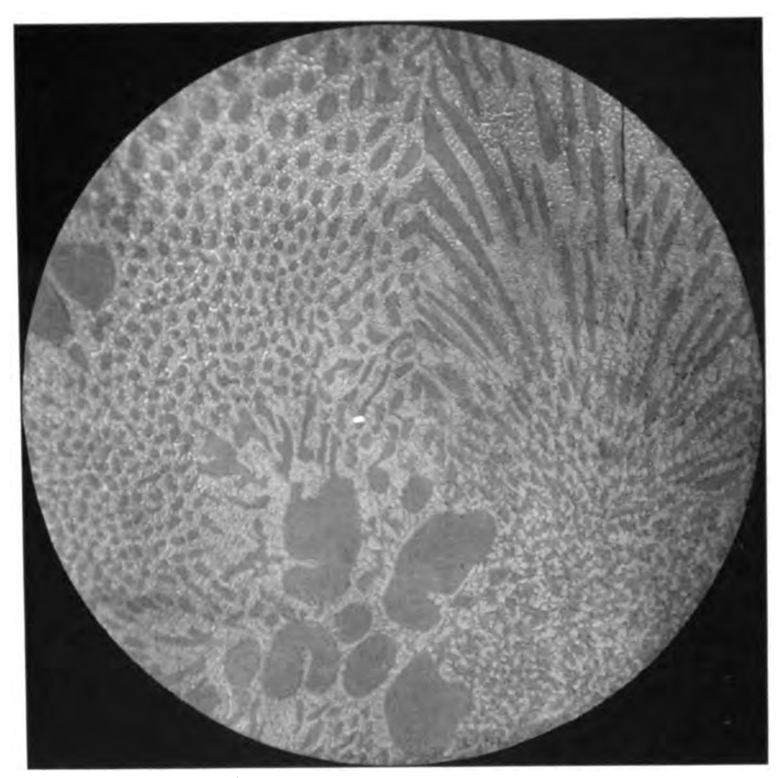


Abb. 10. 8 % Sn; 8,24 % P; 83,76 % Cu. Cu_3P, Eutektikum.
200 ×; 1/2 sec exponiert.

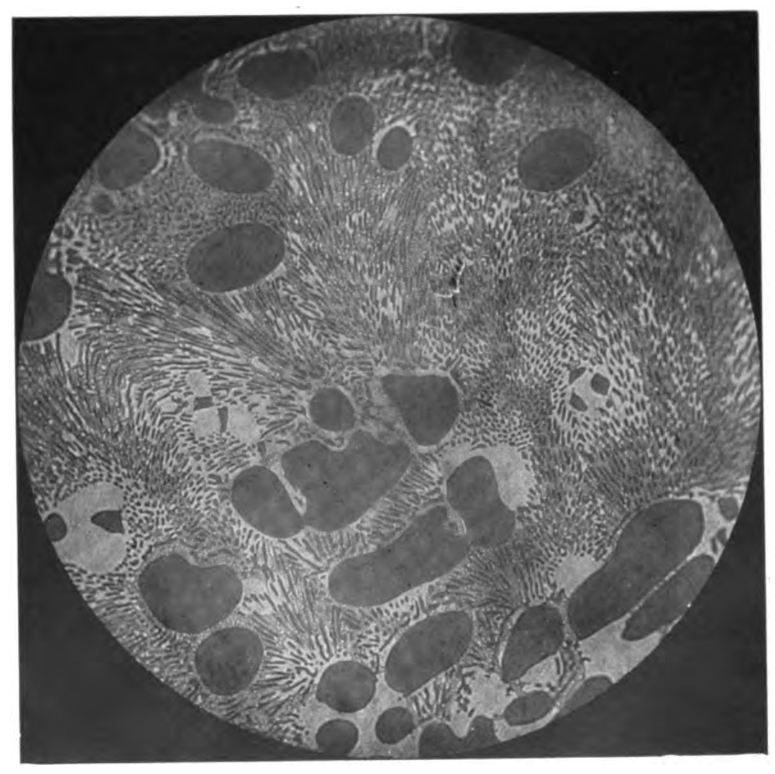
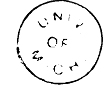


Abb. 11. 12 % Sn; 6,2 % P; 81,8 % Cu. Cu_3P mit α-Kupfermischkristallen, Eutektikum.
400 ×; 1/2 sec exponiert; 1/7 a Öl-Immersion.

L. C. Glaser und H. J. Seemann.



Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig.

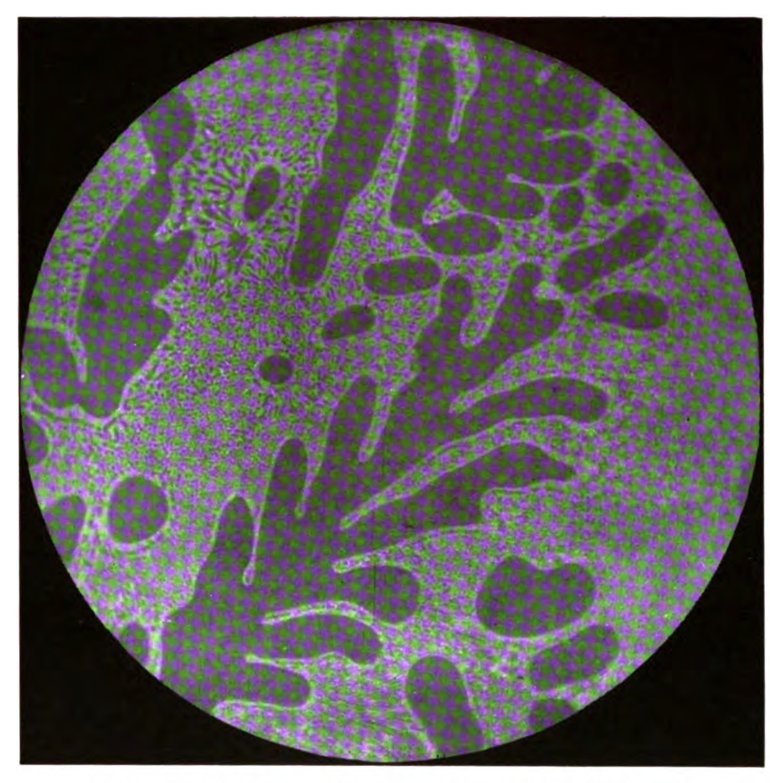


Abb. 12. 16% Sn; 6,2% P; 77,8% Cu. Cu_3P, **Eutektikum.**
400 ×; 1/2 sec exponiert; 1/7 a Öl-Immersion.

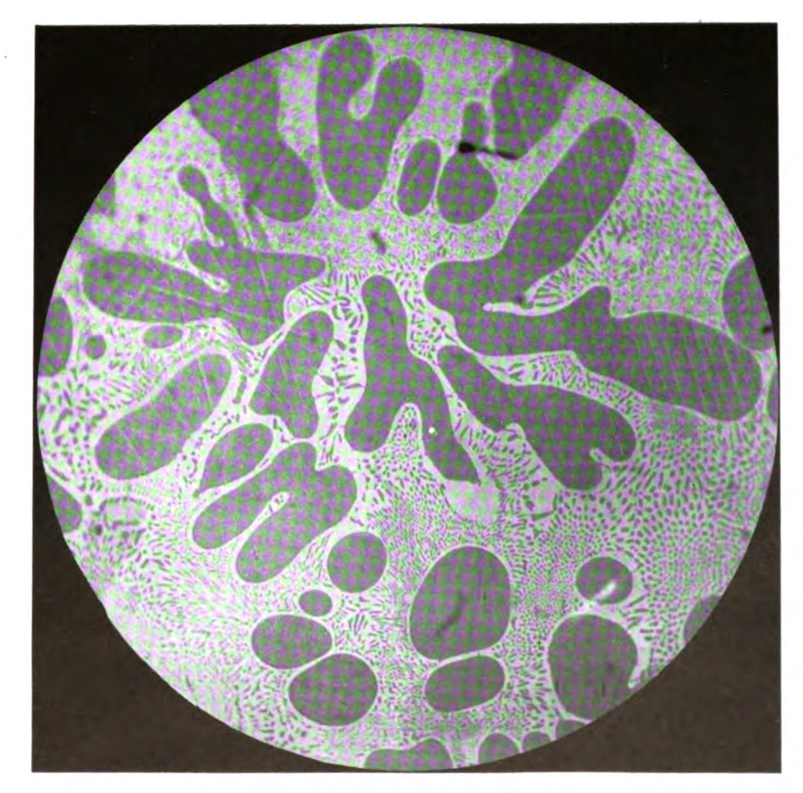


Abb. 13. 20% Sn; 6,2% P; 73,8% Cu. Cu_3P, Eutektikum mit Entmischungen.
400 ×; 1/2 sec exponiert; 1/7 a Öl-Immersion.

L. C. Glaser und H. J. Seemann.



Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig.

irgendeinem Körper im Weltenraum bis zu uns braucht, aus; diesen kehrt er dann mit allen seinen Konsequenzen um; auf dem gleichzeitigen und dauernden Vorhandensein der Bilder ungleichzeitiger Ereignisse im Raume baut er eine den heutigen Naturforscher wehmütig stimmende Theodicee der göttlichen Allwissenheit auf. Interessant ist, daß Eberty auch die Folgerungen einer etwas gegen die Lichtgeschwindigkeit verringerten Mitwanderung des Beobachters durch den Weltenraum in den Bereich seiner Schlußfolgerungen einzieht und damit naturgemäß zur „Zeitlupe" der modernen Kinematographie kommt, die er selbst — 80 Jahre vor der Verwirklichung dieses technischen Analogons — „Mikroskop für die Zeit" (p. 25) nennt.

Diese wenigen Hinweise mögen genügen, um zu zeigen, daß das Büchlein tiefsinnig und unterhaltend zugleich ist und wohl verdient, in einer Mußestunde genossen zu werden.

O. v. Auwers-Berlin.

Speyerer, H., **Die Bestimmung der Zähigkeit des Wasserdampfes**. Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens. Herausgegeben vom Verein Deutscher Ingenieure. Heft 273. 30 S., 13 Abb., 7 Zahlent. VDI-Verlag, Berlin. 1925. Rm. 5,—.

Das Bedürfnis, den Spannungsabfall in Rohrleitungen, den Wärmeübergang u. ä. berechnen zn können, hat zu theoretischen Untersuchungen geführt, die zu ihrer Auswertung die Kenntnis der Zähigkeit des fließenden Mediums erforderlich machen. Das vorliegende Heft gliedert sich in zwei Teile: Im ersten wird nach der Durchflußmethode die Zähigkeitszahl von Dampf in verschiedenen Zuständen ermittelt. Dabei wird die Untersuchungsmethode bis in alle Einzelheiten beschrieben. Die Zähigkeitswerte sind sowohl im technischen Maßsystem, wie im *c–g–s*-System errechnet und beziehen sich auf 1—10 Atm. im überhitzten Gebiet bis zu 350° C.

Der zweite Teil behandelt den Druckabfall in Rohren im turbulenten Gebiet. Es werden zunächst die bisherigen Ergebnisse von theoretischen und praktischen Lösungsversuchen besprochen und anschließend eine Gleichung vom Verfasser selbst aufgestellt.

Die vorliegende Arbeit bedeutet eine außerordentlich wertvolle Bereicherung des rechnenden Ingenieurs, und es darf wohl erwartet werden, daß die Praxis reiche Früchte aus den Ergebnissen zieht.

M. Schaack.

Pöschl, Th., **Lehrbuch der Hydraulik für Ingenieure und Physiker.** VI, 192 S., 148 Abb. Julius Springer, Berlin. 1924. Geh. Rm. 8,40, geb. Rm. 9,30.

In einfacher Weise und mit möglichst sparsamer Verwendung von höherer Mathematik werden in dem vorliegenden Lehrbuch die Grundlagen der Hydrostatik, der Hydraulik und der Ärodynamik recht klar dargestellt. Aus dem Hauptabschnitt „Hydraulik" seien die Kapitel „Ausfluß von Flüssigkeiton aus Gefäßen", „Strahldruck", „Stoß- oder Mischverluste", „Die zwei verschiedenen Strömungsformen", hervorgehoben. In dem Kapitel „Rohrleitungen" ist eine ausführliche Zusammenstellung der Verluste enthalten, die durch Erweiterungen oder Verengerungen, Kümmer, Kniestücke, Ventile u. dgl. hervorgerufen werden. Besonders gut fand ich u. a. das Kármán-Prandtlsche Gesetz der Geschwindigkeitsverteilung für glatte Rohre, ebenso den kurzen Abschnitt „Tragflügel und Luftschrauben". Eine Erwähnung der neueren Untersuchungen von Hopf und Fromm über rauhe Rohre habe ich vermißt. Daß die für die Mengenmessung strömender Flüssigkeiten und Gase so wichtigen Düsen und Stauränder überhaupt nicht genannt werden — es ist nur von Drosselscheiben als Verlustquellen einmal die Rede — ist zu beanstanden. Im Ganzen wird aber das Buch Ingenieuren und Physikern für eine Orientierung über das Gebiet der Hydraulik wohl zustatten kommen, zumal es durch eine große Anzahl durchgerechneter Beispiele dem Anfänger auch einen guten Begriff von der Größenordnung der bei den verschiedenen Anwendungen auftretenden Kräfte und Geschwindigkeiten gibt. Die Ausstattung des Buches — auch mit Abbildungen — ist vorzüglich.

Max Jakob.

Matschoss, C., **Das Deutsche Museum.** Im Auftrage des Vereins Deutscher Ingenieure unter Mitwirkung hervorragender Vertreter der Technik und Naturwissenschaften bearbeitet VII, 464 S., 400 Abb. und 1 Titel-Bildnis. VDI-Verlag, Berlin. 1925. Geb. Rm. 20,—.

Das ursprünglich „Museum von Meisterwerken der Naturwissenschaft und Technik" benannte Deutsche Museum erhielt durch seinen Schöpfer O. von Miller, dessen Bildnis auf besonderer Tafel diese Denkschrift des VDI ziert, seinen jetzigen Namen, „weil schon durch den Namen zum Ausdruck gebracht werden sollte, daß nicht eine Persönlichkeit, nicht eine Stadt, nicht ein Land, sondern alle Volkskreise des ganzen Deutschen Reiches diesen Ruhmestempel deutscher Arbeit geschaffen haben".

Am Anfang dieser Schrift berichten die Vorstandsmitglieder des Deutschen Museums über seinen Werdegang, Ehrensaal und Bildungsaufgaben und der jetzige Bauleiter über den Museumsbau. Den größeren Teil nimmt die Behandlung der 67 Hauptabteilungen des Museums durch 30 Fachvertreter an Hand vieler Abbildungen ein.

Mögen recht, recht viele Fachgenossen sich diese wohlfeile, ungemein reichhaltige und wirklich schön ausgestattete Schrift anschaffen und aus ihr die Anregung entnehmen, recht bald dem Deutschen Museum in München einen Besuch abzustatten. Sie werden es nicht bedauern!

R. Swinne.

Hinrichsen †, F. W., **Das Materialprüfungswesen** unter besonderer Berücksichtigung der am staatlichen Materialprüfungsamte zu Berlin-Dahlem üblichen Verfahren im Grundriß dargestellt. 2., neub. u. erw. A., hersg. v. K. Memmler unter Mitwirkung von zahlreichen Fachgelehrten. XXII, 660 S. 243 Abb. i. T. F. Enke, Stuttgart. 1924. Geh. Rm. 23,40.

Die lang erwartete Neuauflage des bekannten Handbuches, in dem die reichen Erfahrungen des Materialprüfungsamtes zu Berlin-Dahlem niedergelegt sind, ist nunmehr erschienen und legt einen Vergleich mit der Erstauflage nahe. In dieser Beziehung hat die schaffende Hand des neuen Herausgebers die Auswahl des umfangreichen Stoffes scharf begrenzt und lediglich diejenigen Arbeitsgebiete aufgenommen, die im Materialprüfungsamte selbst vertreten sind. Wenn hierdurch das Werk zwar seinen Charakter als Handbuch des Materialprüfungswesens eingebüßt hat, so wurde damit doch erreicht, daß eine einheitliche Darstellung derjenigen Prüfungsverfahren geboten wird, die in dem genannten Amte durch langjährige Erprobung sich bewährt haben.

Mit Rücksicht auf diesen Gesichtspunkt sind die Abschnitte über Lederprüfung und Sprengstoffuntersuchungen fortgefallen. Dafür sind in dem speziellen Teil die Abschnitte über die „mechanisch-technologische und physikalische Prüfung der Metalle" bedeutend erweitert und den Fortschritten der letzten Jahre entsprechend angepaßt worden; in diesem Zusammenhange sind besonders die neuen Ausführungen über „Schwingungsfestigkeit und Dauerversuche", denen gerade gegenwärtig erhöhte Aufmerksamkeit zugewandt wird, wie auch über die „Bestimmung der Wärmeausdehnungszahl" zu erwähnen. Ferner sind als neue selbständige Abschnitte hinzugekommen sowohl ein Kapitel über „Farben, Lacke und sonstige Anstrichstoffe", wie auch über die „Technologische Prüfung von Leim". Das Kapitel über die „Baumaterialien" hat durch Ausführungen über „Festigkeitsprüfungen mit Holz" eine erfreuliche Erweiterung erfahren. Dagegen scheint dem Berichterstatter die Einordnung der Ausführungen über die „Mechanisch-technologische Prüfung elektrischer Isolierstoffe", die sich an die vom V. D. E. festgesetzten Prüfvorschriften anlehnen, in das Kapitel über „Kautschuk" nicht gerade glücklich zu sein.

Gut durchgeführte Namen- und Sachverzeichnisse erleichtern das Arbeiten mit diesem Buche, das der Herausgeber bescheiden nur als einen Ratgeber bezeichnet, das aber weit über diesen Rahmen hinaus mancherlei Anregung und Nutzen bringen wird. U. Retzow.

Zur Nedden, F., **Wie spare ich Kohle?** V. D. I.-Verlag, Berlin. 1924.

Dieses Büchlein soll, wie der Untertitel sagt, ein Wegweiser sein, der jedem Laien, der mit Kohlewirtschaft irgendwie in Berührung kommt, zeigt, auf welche Weise er viel Geld und Ärger sparen kann. Diese Aufgabe hat der Verfasser in hervorragender Weise gelöst. In kurzen, eindringlichen Worten wird für jeden Beruf gesondert das zusammengestellt, was er braucht; für den Haushaltungsvorstand, den Architekten, den Handwerker, den Industriellen und Finanzmann, den Ofenhändler, den Kohlenhändler, den Lehrer, die Presse, für jeden ist ein besonderes Kapitel geschrieben, für jeden die für ihn in Betracht kommende Literatur besonders zusammengestellt. Nur so, indem man es dem Publikum so bequem wie möglich macht, hat man, wie der Verfasser als guter Menschenkenner zeigt, Aussicht, gehört zu werden und die überlieferte Trägheit in solchen Dingen zu überwinden. Aus diesem Grunde ist das Buch für die Allgemeinheit besonders wichtig und man kann nur wünschen, daß möglichst viele sich der kleinen Mühe unterziehen, das für sie geschriebene Kapitel aufmerksam durchzulesen und von seinem Inhalt nach Kräften Gebrauch zu machen. Zinzen.

Wiedemann-Ebert, **Physikalisches Praktikum.** Neubearbeitet von E. Wiedemann und A. Wehnelt. 6. A. XXVII, 545 S. 371 Abb. Fr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1924. Geh. Rm. 18,—, geb. Rm. 21,—.

Diese 6. Auflage des durch seine Lehrmethode bewährten Werkes ist unter der Hand von E. Wiedemann und A. Wehnelt durch Neubearbeitung einer Reihe von Abschnitten dem neuesten Stand der Entwicklung angepaßt worden. Bekanntlich zeichnet sich das Buch durch ausführliche einleitende Bemerkungen und genauere Angaben über die Versuche aus, so daß es besonders dem Studierenden als Leitfaden neben Übungen warm empfohlen werden kann. W. Hort.

Russ, E. Fr., **Die Elektrometallöfen** m. bes. Ber. d. Öfen zum Schmelzen von Kupfer u. Kupferleg. IX, 161 S. 123 Abb. i. T., 23 Zahlentf. R. Oldenbourg, München und Berlin. 1922. Geh. Rm. 7,50, geb. Rm. 9,30.

Während der elektrische Schmelzofen auf dem Gebiete der Stahlerzeugung schon seit längerer Zeit die ihm gebührende Aufmerksamkeit gefunden hat, ist die Industrie der Nichteisenmetalle in Deutschland in dieser Beziehung rückständig. Wie wichtig der elektrische Ofen auch auf diesem Gebiete ist, ergibt sich z. B. schon daraus, daß in Amerika die Mehrzahl der Messingwerke das elektrische Schmelzverfahren benutzen; während es in Deutschland noch zu den Ausnahmen gehört.

Im vorliegenden Buch werden die Elektrometallöfen unter besonderer Berücksichtigung der Bedürfnisse und Probleme des Metallschmelzens behandelt. Es werden von den sehr zahlreichen vorgeschlagenen Konstruktionen nur diejenigen beschrieben, die eine praktische Bedeutung haben. Von der Darstellung gewinnt man den Eindruck, daß sie durchweg auf eigener Erfahrung oder kritischer Überlegung des Verfassers beruht. Fremde unkontrollierte Angaben werden nicht kritiklos wiedergegeben, wie es bei einer Zusammenstellung technischer Verfahren leider so oft geschieht.

Natürlich werden die Angaben des Buches nicht ausreichen, um im Einzelfalle eine Entscheidung für die Einführung des einen oder des anderen Ofens zu ermöglichen. Es ergibt aber eine sehr gute allgemeine Übersicht, an Hand deren der Metallfachmann sich über das Gesamtgebiet unterrichten kann. G. Masing.

A. E.-G., **Hilfsbuch für elektrische Licht- und Kraftanlagen.** 2. Ausgabe. Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft, Berlin. 1925.

Dieses kleine Werk stellt eine sehr vielseitige Zusammenfassung aller der praktischen Einzelheiten, Winke und Erfahrungswerte dar, die beim Entwurf, bei der Ausführung und beim Betriebe elektrischer Licht- und Kraftanlagen bis etwa 500 kW und 20000 Volt gebraucht werden. Die Darstellung wird durch die Beigabe von äußerst zahlreichen Abbildungen unterstützt, wodurch der Leser einen recht instruktiven Überblick über die moderne Technik der elektrischen Energieversorgung bei mittleren Anlagengrößen erhält. W. Hort.

Auerbach, Felix. **Physik in graphischen Darstellungen** XII, 257, 29 S., 1557 Abb. m. erläuterndem Text B. G. Teubner, Leipzig, 1925. 2. Aufl. Rm. 14.—.

Ein Buch für den Anschauungsunterricht. Nicht mehr und nicht weniger. Die Aufgabe, die sich der Verfasser gestellt hat, das ganze weite Gebiet der modernen messenden Physik in graphischen Darstellungen wiederzugeben, ist nicht leicht befriedigend zu lösen. Gar zu leicht werden Tabellen, in denen z. B. verschiedene Elemente oder verschiedene Substanzen auf eine Größe hin vergleichend zusammengestellt werden, der graphischen Darstellung zuliebe gewaltsam in einen Kurvenzug gebracht. Auf der anderen Seite liegt die Gefahr nahe, Dinge, die graphisch recht anschaulich wirken, aber im allgemeinen Rahmen eines gleichmäßigen Überblicks über die physikalischen Erscheinungen und Gesetzmäßigkeiten von untergeordneter Bedeutung sind, um ihrer guten Darstellbarkeit willen zu stark zu berücksichtigen.

Von beiden Mängeln ist das Auerbachsche Werk nicht frei. Die Darstellung des Stoffes ist ungleichmäßig: neben Funktionen einer Variabeln finden sich Zustandsdiagramme, Feldlinienbilder, innerlich beziehungsarme Tabellen, Atommodelle, dreidimensionale Darstellungen und dergleichen mehr. Fragt man sich nach dem Sinn und der Verwendungsmöglichkeit des Buches, gerät man leicht in Verlegenheit. Einen Landolt im kleinen ersetzen kann und soll es sicher nicht; ein Lehrbuch der Physik kann es aber in der Hand des Lernenden durch die äußerste Knappheit der Erläuterungen ebensowenig darstellen und für den Fachmann, der es nur als Nachschlagewerk für irgendeine Frage oder Zahl um Rat fragen will, wird die rein didaktische Auswahl des Stoffs in den meisten Fällen ein Hindernis bilden; er wird gerade das, was er sucht, vermissen.

Anders ist es, wenn man das Buch als ergänzenden Anschauungsunterricht für den Studenten und auch den Fachmann — denn wer kann sich heute noch vor der Gefahr des Spezialistentums bewahren — bewertet. Ich betone: ergänzenden; denn das Verständnis der meisten Kurven erfordert das volle Wissen um das Dargestellte, die Erläuterungen sagen wenig, sind in vielen Fällen sogar nur Literaturangaben, deren Inhalt unerläßliche Voraussetzung für das Verständnis ist. Oder woher soll man sonst Tafel 171, Abb. 6 verstehen können, ohne der Irreführung eines 30 Min. langen Nachwirkungsvorganges des Photostromes anheimzufallen? Und so in vielen anderen Fällen mehr.

Vieles ist ungenau (μ-Kurven extrapoliert man nicht durch 0 und dergleichen mehr), noch mehr veraltet. Veraltung ist überhaupt der häufigste Mangel der dargestellten Kurven. Sieht man die Literaturangaben der Erläuterungen durch, wird man überrascht sein, wie stark die Literatur vor 15, 20, ja 30 oder mehr Jahren vorherrscht. Es soll jedoch hervorgehoben werden, daß die zweite Auflage die Fortschritte der Physik bis in die allerneueste Zeit umfaßt.

Oft wünscht man sich aber gerade in den Literaturangaben neuere Arbeiten, von denen aus der Weg zu den Quellen der graphischen Bilder leichter zu finden ist als umgekehrt.

Sehr hübsch nnd lehrreich, und das sei besonders betont, sind die „historischen" Kurven, die recht anschauliche Beispiele zur Entwicklung der Meßgenauigkeit in verschiedenen Gebieten der Physik geben (z. B. 108, 2, 175, 1, 2). Desgleichen hervorheben möchte ich den Versuch, die wichtigen Dimensionen der physikalischen Definitionen durch graphisch anschauliche Bilder dem Beschauer einzuprägen.

Zusammenfassend kann man sagen, daß überall der Versuch gemacht ist, das Typische anschaulich darzustellen, und daß dieser Zweck fast überall erreicht wird, daß aber die spezielle Verwendbarkeit durch häufige Veraltung (was nützt mir eine erdmagnetische Karte vom Jahre 1912 oder ein neu hinzugekommenes Vektordiagramm der Erdstromschwankungen von 1890?) stark beeinträchtigt ist. In der guten und sehr umfassenden Darstellung alles Typischen in der Physik liegt der Hauptwert des Auerbachschen Werkes und dadurch, aber auch nur dadurch, bildet es ein gutes, ergänzendes Anschauungsmaterial zum physikalischen Unterricht. Will es mehr, z. B. ein Nachschlagebuch des gegenwärtig arbeitenden Physikers sein, wird es einerseits einer starken Revision bedürfen, andererseits einen umfangreichen Ballast wertloser Bilder entbehren können,

Die Ausstattung des Buches ist dem Verlag entsprechend gut. O. v. Auwers-Berlin.

Alterthum, H., **Wolfram.** Fortschr. i. d. Herst. u. Anw. i. d. letzt. J. Samml. Vieweg, H. 77. 111 S. Fr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1925. Geh. Rm. 4,50.

Dieses Buch trägt den Charakter einer handbuchartigen Zusammenstellung, in dem die neuere Literatur — seit etwa 1910 — sehr sorgfältig und vollständig berücksichtigt ist, wobei der Verfasser aber in der Kritik zurückhaltend ist. Der Inhalt umfaßt sowohl die Chemie als auch die Physik des Wolframs. Das Hauptinteresse dürfte bei den Abschnitten liegen, die mit der technischen Verwendung des Wolframs in der Elektrotechnik (Glühlampen, Gleichrichter, Verstärker usw.) zusammenhängen. Auch die Patentliteratur ist berücksichtigt. G. Masing.

Personalnachrichten.

Berlin. Prof. Dr. K. W. Wagner, Präsident des Telegraphentechnisches Reichsamts wurde zum ordentlichen Mitglied der mathematisch-physikalischen Klasse der Preußischen Akademie der Wissenschaften gewählt.

Winterthur. Am 24 Januar d. Js. feierte Dr.-Ing. e. h. H. Remané, Direktor der Osram G. m. b. H. Kommanditgesellschaft, Leiter der Schweizerischen Glühlampenfabrik in Veltheim bei Winterthur (Schweiz), sein 25jähriges Dienstjubiläum.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin W. 9, Linkstraße 33/34, 2 Treppen rechts. Telephon Lützow 2210.

Die Bürostunden sind: Montag bis Freitag von 9—4 Uhr, Sonnabends von 9—1 Uhr.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Prof. Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:
Herr cand. phys. Heinz Pietzsch, Dresden-N., Weinbergstraße 4.

Seitens des Herrn Dr. R. Hase, Hannover:
Herr Dipl.-Ing. Wolfgang Dernedde, Hannover, Moltkeplatz 5.
Herr Bergwerksdirektor W. Schwarzenauer, Hannover, Podbielskistraße 16.

Seitens des Herrn Dr. W. Loest, Friedenau:
Herr Dr.-Ing. E. Römhild, Berlin-Friedenau, Gosslerstraße 24 III.

Seitens des Herrn Dr. Hub. Lückerath, Köln:
Fräulein Studienrat Maria Lückerath, Köln, Ursulagartenstraße 12.

Seitens des Herrn Dr. Wilhelm Müller, Berlin:
Herr Dr. Hans Müller, Berlin N. 31, Bernauerstr. 88 I.

Seitens des Herrn Dr. Helmut Simon, Berlin-Friedenau:
Herr Dipl.-Ing. Helmut Bareiss, Charlottenburg, Philippistraße 14.

Seitens des Herrn Weigel, Karlruhe i. B.:
Herr E. Riemann, cand. der Lichttechnik am Lichttechnischen Institut der Technischen Hochschule, Karlsruhe i. B.
Herr C. N. Tierie, Oberleutnant des Holländischen Pionierkorps, zurzeit cand. der Lichttechnik am Lichttechnischen Institut der Technischen Hochschule, Karlsruhe i. B.

Seitens des Herrn Dr. Wettauer, Charlottenburg:
Herr Studienreferendar Rudolf Starke, Berlin-Reinickendorf, Eichbornstraße 68 I.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Prof. Dr. Karl Bergwitz, Braunschweig, Altewiekring 65, jetzt Breitestraße 3.

Herr Dr. Karl Boedeker, Höchst a. M., Talstraße 1 II, jetzt Liederbacherstraße 1.

Herr Dr. W. Buchloch, Nürnberg, Schlüsselfelderstr. 3, jetzt Würzburg, Ludwigstraße 23 1/2.

Herr cand. phys. Fritz Ebert, Berlin-Moabit, Sickingenstraße 71, jetzt Dr. phil. Fritz Ebert, Berlin-Tempelhof, Burgherrenstraße 4.

Herr Prof. Dr. E. Everling, Cöpenick, Lindenstr. 10 III, jetzt Lindenstraße 37.

Herr Dr. Erich Gerold, Gelsenkirchen, Vohwinkelstr. 59, jetzt Ückendorferstraße 304.

Herr cand. phys. Siegfried van Gülpen, Darmstadt, Wittmannstraße 9, jetzt Charlottenburg 9, Westendallee 99a.

Herr Dr. phil. Werner Hammerschmidt, Berlin-Pankow, Schloßstraße 8, jetzt Wilhelm Kuhrstraße 5.

Herr Ing. W. Hedrich, Berlin W. 15, Ludwigkirchstraße 4 III, jetzt Sächsischestraße 9 part. r.

Herr Dr. Arthur Herz, Frankfurt a. M., Weißfrauenstr. 7/9, jetzt Arndtstraße 18.

Herr Ober-Ing. Wilhelm Höpp, Niederneuendorf b. Hennigsdorf, Fliegerheim, jetzt Heiligensee bei Berlin, Siedlung Hain Nr. 9.

Herr Prof. Dr. Felix Jentzsch, Gießen, Frankfurterstr. 34, jetzt Karlshorst, Sinzigerstraße 2.



Herr Dr.-Ing. Max Knoll, Berlin-Lichterfelde, Albrechtstraße 5, jetzt Berlin-Lichterfelde-Süd, Steinmetzstraße 23.
Fräulein Dr. Olga Kudlac, Prag-Hlonbétin, Glühlampenfabrik A.-G. „Elektra", jetzt Linz a. d. Donau, Ober-Österreich, Füchselstraße 5.
Herr Dr. Fr. Lange, Grunewald, Erbacherstraße 4, jetzt Berlin-Wittenau, Robertstraße.
Herr Dr. Hugo Lichte, Berlin-Schöneberg, Genestsraße 5, jetzt Lankwitz, Straße 18a, Nr. 3 II.
Herr Prof. Dr. P. Ludewig, Freiberg i. Sa., Albertstr. 22 I, jetzt Jägerstraße 15.
Herr Prof. Dr. C. Mainka, Göttingen, Wiesenstraße 37, jetzt Planckstraße 5.
Herr Dr. Kurt Matthies, Berlin NW. 23, Claudiusstr. 6 bei Zerewitz, jetzt Berlin W. 15, Uhlandstraße 28.
Herr Kurt Moeller, Friedenau, Illstraße 1, jetzt Fehlerstraße 7 I.
Herr Dr. Ferdinand Müller, Offenbach a. M., Ludwigstraße 39 part., jetzt Haspe in Westfalen, Tillmannstraße 45.
Herr Dr.-Ing. Harald Müller, Dresden-A 27, Kaitzerstr. 79, jetzt Hermsdorf i. Thür.
Herr Dr. Jos. Otto, Berlin-Schlachtensee, Wannseestr. 64, jetzt Wannseestraße 52.
Herr Prof. Dr. R. Plank, Danzig-Langfuhr, Techn. Hochschule, jetzt Karlsruhe, Techn. Hochschule.
Herr Dr. Hermann Pohl, Charlottenburg, Witzlebenstr. 3, jetzt Charlottenburg 9, Reichskanzlerplatz 5.
Herr Dipl.-Ing. K. Ritzau, Charlottenburg, Schlüterstr. 17, Pension Weise, jetzt Schlüterstraße 68 bei Korn.
Herr Dr. Franz Rother, Erlangen, Bankstraße 5, jetzt Leipzig, Linnéstraße 5.
Herr Dipl.-Ing. Max Ruppaur, Mannheim, Collinistr. 10, jetzt München, Romanstraße 74 III.
Herr Dipl.-Ing. Karl Otto Schmidt, Naumburg a. d. S., Martinstraße 1, jetzt Mannheim, Käfertalstraße 34.
Herr Dr. Hans Steyer, Heidelberg, Bergstraße 90, jetzt Schröderstraße 49.
Herr Prof. Dr. Erich Tiede, Berlin SW. 29, Belle Alliancestraße 40 I, jetzt Belle Alliancestraße 37.
Herr Dr. Johannes Wiehr, Wien XVI, Koppstraße 61, jetzt Berlin-Charlottenburg, Wernigerodestr. 31 I r.
Herr cand. phil. Reinh. Winzen, Bonn a. Rh, Wilhelmstraße 25, jetzt Aachen, Bachstraße 40.
Herr Dr. Hans Witte, Freiberg i. Sa., Waisenhausstr. 9 I, jetzt Beuststraße 13 part.
Herr Dr. Hans Zöllich, Charlottenburg, Berlinerstr. 77 III bei Gitt, jetzt Berlin W. 50, Geisbergstraße 40, Gartenhaus III.

Der 1. Vorsitzende: Prof. Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Halle a. d. Saale.

Bericht über die Jahresmitgliederversammlung am 21. November 1925.

Punkt 1: Bericht über das verflossene Geschäftsjahr.

Herr Dr. Seiferheld gibt zunächst in Verbindung mit einem Bericht über die Danziger Tagung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik einen Überblick über die Arbeit der Gesellschaft. Anschließend berichtet er in Vertretung des an der Teilnahme verhinderten ersten Vorsitzenden über die Tätigkeit der Ortsgruppe Halle.

Punkt 2: Kassenangelegenheiten.

In Vertretung der Kassenrevisoren legt Herr F. Weise den Revisionsbericht über das Geschäftsjahr 1923/24 vor. Die Versammlung genehmigt ihn und erteilt den Kassenrevisoren Entlastung.

Der Beitrag für das Geschäftsjahr 1925/26 beträgt für die D. G. f. t. Ph. 18,— Rm. Der Ortsgruppenbeitrag wird von 5,— Rm. auf 2,— Rm. ermäßigt. Die Mitglieder werden gebeten, den Beitrag für den Hauptverein (18 Rm.) direkt auf das Postscheckkonto der D. G. f. t. Ph. e. V. Berlin Nr. 28765, den Ortsgruppenbeitrag (2 Rm.) auf das Postscheckkonto Erfurt Nr. 3112 der Firma Weise & Söhne, Halle, oder an der Kasse derselben, Halle, Turmstr. 94/96 möglichst umgehend zu zahlen.

Punkt 3: Vorstandswahl.

Infolge seines Wegganges von Halle ist Herr Prof. Dr. Wigand aus dem Vorstand der Ortsgruppe ausgeschieden. Herr Dr. Seiferheld dankt Herrn Prof. Wigand für seine Wirksamkeit in der Ortsgruppe.

Die satzungsmäßig ausscheidenden Vorstandsmitglieder werden einstimmig wiedergewählt.

Der neu berufene Ordinarius für Experimentalphysik an der Universität Halle, Herr Prof. Dr. Hertz, soll gebeten werden, als Mitglied des Beirates dem Vorstand beizutreten.

Im Falle der Annahme der Wahl bzw. Wiederwahl (ist inzwischen allseitig erfolgt) setzt sich der Vorstand der Ortsgruppe im Geschäftsjahre 1925/26 folgendermaßen zusammen:

1. Vorsitzender: Prof. Dr. K. Schmidt,
2. Vorsitzender: Dr. Seiferheld,
Schriftführer: Dr. Mäder, Dr. Keiling,
Kassierer: Fabrikbesitzer F. Weise,
Beisitzer: Reg.- und Baurat i. R. Reuter,
Direktor Dr. Erlenbach,
Dr. Fuchs,
Obering. Knörlein,
Prof. Dr. Schrader,
Prof. Dr. Tubandt,
Prof. Dr. Hertz.

Der anschließende Vortrag des Herrn Prof. Dr. Esau-Jena, der an Stelle des am Erscheinen verhinderten Herrn Prof. Dr. Riebensahm-Charlottenburg über sein Spezialgebiet (kurze Wellen in der drahtlosen Nachrichtenübermittlung) sprach, wurde mit großem Beifall aufgenommen.

gez. Prof. Dr. K. Schmidt, 1. Vorsitzender.
gez. Dr. Mäder, Schriftführer.

Ortsgruppe Wien.

Unsere Ortsgruppe Wien ladet alle Mitglieder, die sich besuchsweise in Wien aufhalten ein, sich bei ihr sehen zu lassen.

Wir fügen daran die dringende Bitte, dieser Einladung Folge zu leisten, da wir auf jede Weise den geistigen und kulturellen Zusammenhalt mit unseren österreichischen Brüdern fördern wollen.

Lichttechnische Gesellschaft in Karlsruhe.

Bericht

über die Sitzung am Dienstag, den 19. Januar 1926, abends 8 Uhr c. t. im Hörsaal des Chemisch-Technischen Instituts der Technischen Hochschule Karlsruhe.

1. Geschäftliches.
2. Vortrag des Herrn Dipl.-Ing. Ludwig Schneider: „Lichttechnische Demonstrationen und ihre wissenschaftliche Bedeutung für die Lichttechnik".
3. Verschiedenes.

Die Verhandlungen an unserem Jahrestage über den Spiegelnden Reflektor sind als Sonderheft der Zeitschrift für technische Physik erschienen und können von der L.T.G. zum Preise von 3,50 Rm. bezogen werden.

Der Vorstand.

Redaktionsschluß am 12. Februar 1926.

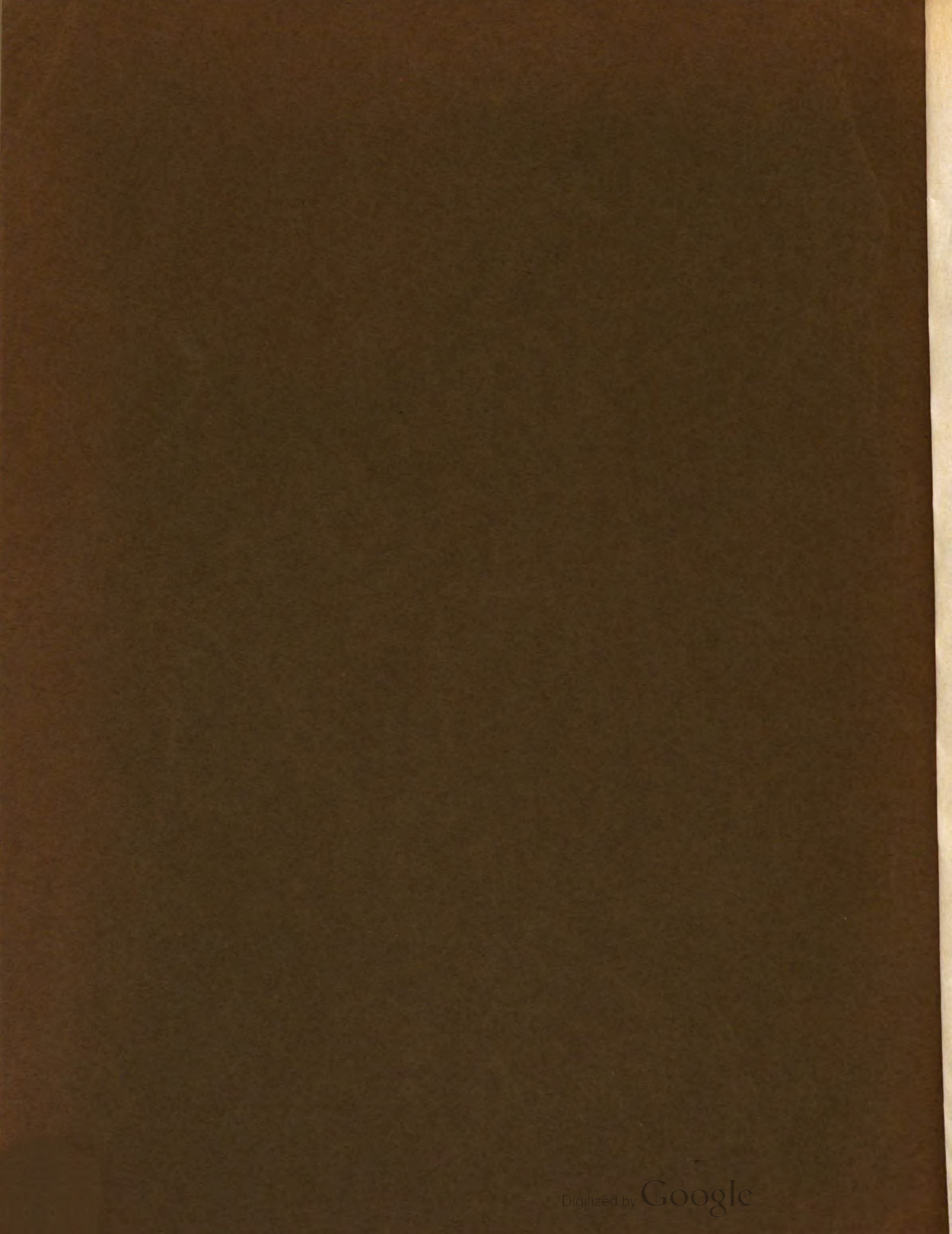
Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.





E. Warburg.

REPRODUKTION NACH EINER AUFNAHME AUF AGFA-FARBENPLATTE



Warburg-Festschrift

Zeitschrift für technische Physik

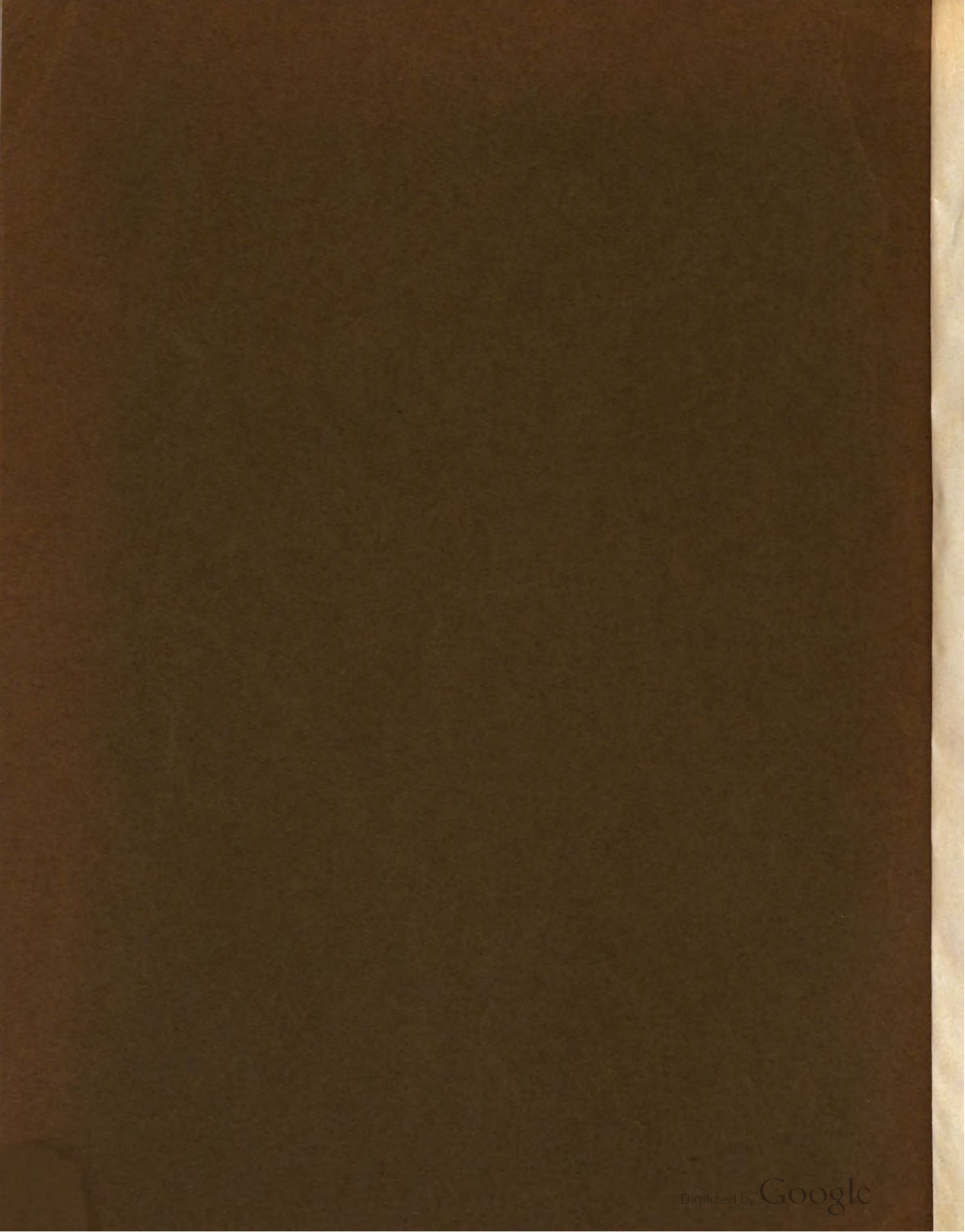
1926 Siebenter Jahrgang Nr. 3

INHALT:

E. Warburg 80 Jahre alt! Was liegt in diesen kurzen Worten für seine Verehrer, Freunde, Schüler, für uns alle, die ihn kennen! Ein Leben voll von Arbeit und Erfolgen, ein Leben reich an Wissen, Rat und Hilfe für andere, reich an Verehrung und Bewunderung von andern; dem die Vollendung geraubt wäre, wenn es nicht auch heute noch voll Mühe und Arbeit wäre, die sich Warburg in unermüdlichem Schaffensdrange und bewunderungs- und beneidenswerter Frische heute noch bereitet, weil er sich nie genug tun kann. So ragt Warburg in eine die Kräfte allzu schnell verbrauchende Zeit hinein, der er zu trotzen scheint. Was ihn aber recht eigentlich zu dem Unsrigen macht, ist seine Auffassung von physikalischer Forschung und Kritik, für die das physikalische Experiment die Grundlage jedes Schlusses, jeder fortschreitenden Erkenntnis, jeder Theorie bildet.

So steht er als leuchtendes Vorbild vor uns und den kommenden, sicher der Bewunderung und Verehrung für alle Zeiten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik E. V. **Herausgeber und Schriftleiter der Zeitschrift für technische Physik.**



Warburg-Festschrift

Zeitschrift für technische Physik

1926 **Siebenter Jahrgang** **Nr. 3**

INHALT:

E. Warburg 80 Jahre alt! Was liegt in diesen kurzen Worten für seine Verehrer, Freunde, Schüler, für uns alle, die ihn kennen! Ein Leben voll von Arbeit und Erfolgen, ein Leben reich an Wissen, Rat und Hilfe für andere, reich an Verehrung und Bewunderung von andern; dem die Vollendung geraubt wäre, wenn es nicht auch heute noch voll Mühe und Arbeit wäre, die sich Warburg in unermüdlichem Schaffensdrange und bewunderungs- und beneidenswerter Frische heute noch bereitet, weil er sich nie genug tun kann. So ragt Warburg in eine die Kräfte allzu schnell verbrauchende Zeit hinein, der er zu trotzen scheint. Was ihn aber recht eigentlich zu dem Unsrigen macht, ist seine Auffassung von physikalischer Forschung und Kritik, für die das physikalische Experiment die Grundlage jedes Schlusses, jeder fortschreitenden Erkenntnis, jeder Theorie bildet.

So steht er als leuchtendes Vorbild vor uns und den kommenden, sicher der Bewunderung und Verehrung für alle Zeiten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik E. V. **Herausgeber und Schriftleiter der Zeitschrift für technische Physik.**

Die Plattenringe der optisch zweiachsigen Kristalle.

Von Clemens Schaefer und Arnold Herber
in Marburg (Lahn).

(Hierzu Tafel XVIII bis XX.)

Inhalt: § 1. Aufstellung der allgemeinen Gleichungen der Kegel gleichen Gangunterschiedes unter der Voraussetzung, daß die Platte parallel zu einer optischen Symmetrieebene geschnitten ist. § 2. Gleichungen und Form der Plattenringe. § 3. Über gewisse „Rasterkurven". § 4. Experimentelle Ergebnisse.

Einleitung.

Die „Plattenringe" sind im Jahre 1849 von Haidinger[1]) entdeckt und so benannt worden. Über ihr weiteres Schicksal vergleiche man die Darstellung von Lummer in Bd. II (Optik) der 10. Aufl. des Handbuches von Müller-Pouillet, S. 751. Es sei hier nur erwähnt, daß sie von Lummer bei ihrer Wiederentdeckung den Namen „Kurven gleicher Neigung" erhielten, unter dem sie dann, vornehmlich wegen ihrer Bedeutung für die Interferenzspektroskopie, allgemein bekannt geworden sind.

Daß bei Platten aus anisotropen Medien ein doppeltes Streifensystem auftritt, ist in Spezialfällen beobachtet worden[2]); unabhängig davon wurde diese Erscheinung 1921 von dem einen von uns (Schaefer) entdeckt und auf seine Veranlassung von K. Fricke[3]) an einachsigen Kristallen theoretisch untersucht und an einer Kalkspatplatte experimentell verifiziert.

Im folgenden sollen kurz die Resultate einer theoretischen Untersuchung[4]) der Plattenringe an zweiachsigen inaktiven und nicht absorbierenden Kristallen mitgeteilt werden. Zu ihrem ursprünglichen Namen kehren wir deswegen zurück, weil die Bezeichnung „Kurven gleicher Neigung" bei zweiachsigen Kristallen in keinem einzigen Falle mehr den Tatsachen entsprechen würde.

Die im nachfolgenden angedeutete Theorie stützt sich auf drei Tatsachen der allgemeinen Kristalloptik, nämlich:

1. daß die Wellennormale bei Brechung und Reflexion in der Einfallsebene bleibt,

2. daß an einer ebenen Grenzfläche zweier i. a. kristallinischen Medien der Quotient: „Sinus des Winkels der Wellennormale gegen das Einfallslot dividiert durch die Normalengeschwindigkeit" invariant ist, und

3. daß sich die zu einer bestimmten Richtung gehörenden beiden Werte der Normalengeschwindigkeit nebst den zugehörigen Schwingungsrichtungen in der bekannten Weise aus der Normalenfläche ergeben, die analytisch durch die „Fresnelsche Gleichung" dargestellt wird.

§ 1. Aufstellung der allgemeinen Gleichungen der Kegel gleichen Gangunterschiedes unter der Voraussetzung, daß die Platte parallel zu einer optischen Symmetrieebene geschnitten ist.

Das mit x, y, z benannte optische Hauptachsensystem des Kristalles kann stets und soll von vornherein so bezeichnet gedacht sein, daß für die bezüglichen Hauptlichtgeschwindigkeiten a, b, c die Ungleichung

$$a \geqq b \geqq c \tag{1}$$

erfüllt ist. Die d cm dicke Platte sei von Luft umgeben. Eine unter dem Einfallswinkel φ auftreffende Welle teilt sich i. a. in zwei verschiedenen gebrochene, mit ihren Normalen in der Einfallsebene liegende Wellen, deren Geschwindigkeiten die Beträge v_1 und v_2 und die bezüglichen Brechungswinkel ψ_1 und ψ_2 besitzen mögen. Zur Vermeidung einer doppelten Schreibweise der folgenden Formeln sei mit v, ψ jedes dieser beiden Paare gemeint.

Es gilt zunächst, wenn mit C der Betrag der der Lichtgeschwindigkeit in Luft bezeichnet wird, das Brechungsgesetz in der Form:

$$\frac{\sin \varphi}{C} = \frac{\sin \psi}{v}. \tag{2}$$

Daraus leitet man ab:

$$\sin^2 \varphi \cdot \operatorname{ctg}^2 \psi = \frac{C^2 - v^2 \sin^2 \varphi}{v^2}. \tag{3}$$

Nach Durchlaufung der Platte tritt an der zweiten Grenzebene eine Reflexion ein, deren besondere Art für die Erscheinung der Plattenringe von wesentlicher Bedeutung ist. Eine eingehende Untersuchung mit Hilfe der Indexfläche liefert zunächst das Resultat, daß für die Normale der einen an der zweiten Grenzebene reflektierten Welle das gewöhnliche Reflexionsgesetz gilt, daß sie also symmetrisch reflektiert wird; bei Berücksichtigung der Tatsache, daß die Schwingungsrichtungen der beiden sich in einer beliebigen Richtung fortpflanzenden Wellen in den beiden Ebenen liegen, die den inneren und äußeren Winkel zwischen den durch die betreffende Normalenrichtung und die Binormalen gelegten Ebenen halbieren, überzeugt man sich ferner davon, daß die an der zweiten Grenzebene unsymmetrisch

[1]) W. Haidinger, Pogg. Annalen 77 (1849), 219 bis 228.

[2]) Vgl. die Literaturangaben darüber bei Cl. Schaefer, Bemerkung zu der Arbeit: Eine neue Interferenzerscheinung ..., Zeitschr. f. Phys. 17 (1923), S. 155. Ferner: T. Takamine, Proceedings of the Tôkyô Math.-Phys. Soc., 2 Ser., Vol. VIII, Nr. 9, S. 296.

[3]) K. Fricke, Dissertation Marburg 1922. Cl. Schaefer und K. Fricke, Eine neue Interferenzerscheinung ..., Zeitschr. f. Phys. 14 (1923), S. 253.

[4]) Die ausführliche Arbeit erscheint im N. Jahrbuch f. Mineralogie usw.

reflektierte Welle eine nahezu senkrechte Schwingungsrichtung besitzt zu der der einfallenden. Das führt aber nun sofort zu der Folgerung, daß sie von der letzteren so gut wie gar nicht angeregt werden kann, daß vielmehr der überwiegende Teil der reflektierten Energie von der symmetrisch reflektierten Welle mitgeführt wird, so daß allein die letztere es ist, die zu der Interferenzerscheinung der Plattenringe praktisch beiträgt. Bei Vernachlässigung der unsymmetrisch reflektierten Wellen haben wir dann die durch Abb. 1 illustrierten Verhältnisse. Die Platte verhält sich also praktisch so, als ob sie aus zwei verschiedenen, sich gegenseitig vollkommen durchdringenden homogenen Medien bestände, von denen das eine die eine, das andere die andere Schale der wirklichen Normalenfläche des Kristalls als eigene Normalenfläche besäße, und in deren jedem die für die Plattenringe maßgebenden optischen Vorgänge sich so abspielten, als ob das andere gar nicht vorhanden wäre, und zwar so, daß stets das gewöhnliche Reflexionsgesetz und das Brechungsgesetz in der Form (2) erfüllt ist.

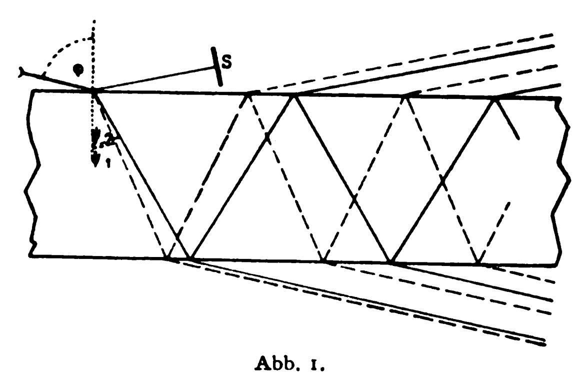


Abb. 1.

Unter diesen Umständen kann man nun aber einfach die von der isotropen Lummerplatte her bekannte Gangunterschiedsbedingung

$$\delta \equiv 2\, d\, \frac{C}{v} \cos \psi = (n + \tfrac{1}{2}) \cdot \lambda \; (n \text{ eine ganze Zahl}) \quad (4)$$

anwenden, aus der vermittelst (2) folgt:

$$\frac{C^2 - v^2 \sin^2 \varphi}{v^2} = \frac{(n + \frac{1}{2})^2 \lambda^2}{4\, d^2} \equiv N. \quad (5)$$

Nach (4) ergibt sich für N noch die Darstellung

$$N = C^2 \frac{\cos^2 \psi}{v^2}, \quad (6)$$

aus der man

$$\frac{C^2}{a^2} - 1 \leqq N \leqq \frac{C^2}{c^2} \quad (7)$$

folgert.

Es sei nun ξ, η, ζ ein Koordinatensystem, dessen ζ-Achse dauernd mit der Plattennormalenrichtung übereinstimme und dessen beide anderen Achsen den jeweils in der Plattenebene liegenden beiden Hauptachsen des Kristalls parallel liegen, dessen Nullpunkt ferner stets im optischen Mittelpunkte der Linse liege, in deren Brennebene die Plattenringe erscheinen. Für die drei möglichen Fälle des Plattenschnittes ergibt sich so die durch Abb. 2 angedeutete gegenseitige Lage der Systeme. Bezeichnen wir mit α, β, γ die auf das ξ, η, ζ-

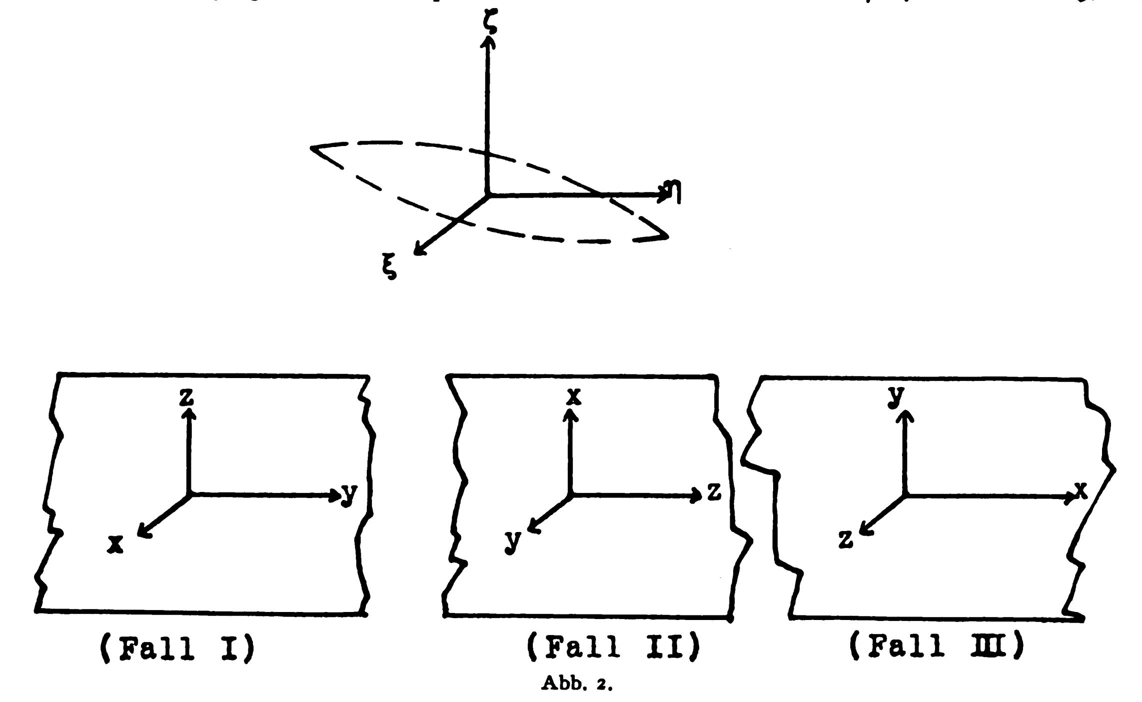


Abb. 2.

System bezogenen Richtungskosinus der Normale einer Welle, die unter dem Winkel φ austritt, nachdem sie vorher in der Platte die Geschwindigkeit v besaß, so ist offenbar

$$\sin^2 \varphi = \alpha^2 + \beta^2. \tag{8}$$

Durch Einsetzen dieses Ausdruckes in die sich aus (6) ergebende Gleichung $v^2(N + \sin^2 \varphi) = C^2$ und Homogenisierung vermittelst der Beziehung $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$ erhalten wir:

$$\frac{v^2}{C^2}[(N+1)\ (\alpha^2+\beta^2) + N\gamma^2] \equiv \frac{v^2}{C^2} E_N = 1. \tag{9}$$

Ziehen wir nun noch eine Gleichung heran, die allgemein diese Geschwindigkeit v der Welle, mit der sie sich in dem Kristalle vor ihrem in der Richtung α, β, γ erfolgenden Austritte fortpflanzt, als Funktion von α, β, γ ausdrückt, so erhalten wir durch Elimination von v aus beiden Gleichungen offenbar eine solche Beziehung zwischen den α, β, γ und N, die bei festgehaltenem $N(n)$ die Gesamtheit derjenigen Richtungen α, β, γ charakterisiert, für die ein Minimum der Helligkeit [mit der Gangdifferenz $\delta(n)$] eintritt.

Eine solche Gleichung erhalten wir durch Kombination der bekannten „Fresnelschen Gleichung", die die Geschwindigkeit v als algebraische Funktion zunächst der inneren (d. h. auf das x, y, z-System bezogenen) Richtungskosinus ausdrückt, mit dem Brechungsgesetze (2), mit dessen Hilfe man die inneren Richtungskosinus dann noch als (algebraische) Funktionen der äußeren darstellt — insgesamt also v als algebraische Funktion der letzteren. Im Falle I des Plattenschnittes (vgl. Abb. 2) erhält man so:

$$\left(\frac{v^2}{C^2}\right)^2 \cdot A(\alpha,\beta,\gamma) - \left(\frac{v^2}{C^2}\right) \cdot B(\alpha,\beta,\gamma) + a^2 b^2 = 0, \tag{10_1}$$

wo

$$\left.\begin{aligned} A(\alpha,\beta,\gamma) \equiv C^2[&\alpha^4(C^2+a^2-c^2)+\beta^4(C^2+b^2 \\ &-c^2)+\gamma^4 C^2+\alpha^2\beta^2(2\,C^2-2\,c^2 \\ &+a^2+b^2)+\beta^2\gamma^2(2\,C^2+b^2-c^2) \\ &+\alpha^2\gamma^2(2\,C^2+a^2-c^2)] \\ B(\alpha,\beta,\gamma) \equiv \alpha^2&[C^2(a^2+b^2)+b^2(a^2-c^2)] \\ &+\beta^2[C^2(a^2+b^2)+a^2(b^2-c^2)] \\ &+\gamma^2 C^2(a^2+b^2). \end{aligned}\right\} \tag{$10_1'$}$$

Da für alle Kristalle $C > a$ ist, so ist nach (7) stets $N > 0$ und daher nach (9) E_N eine definit positive quadratische Form[5]) der α, β, γ, so daß man diese Gleichung auch schreiben kann: $\dfrac{v^2}{C^2} = \dfrac{1}{E_N}$. Führt man jetzt die früher besprochene Elimination von v aus, indem man diesen Ausdruck in (10_1) einsetzt, so ergibt sich:

$$\left.\begin{aligned} A(\alpha,\beta,\gamma) - B(\alpha,\beta,\gamma)\cdot E_N(\alpha,\beta,\gamma) \\ + a^2 b^2 E_N^2(\alpha,\beta,\gamma) = 0. \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

Diese Gleichung ist es, welche die gesuchten Gesamtheiten von Richtungen liefert. Die Gesamtheiten der zu diesen Richtungen parallelen, durch den Nullpunkt des ξ, η, ζ-Systems gehenden Geraden — ein gewisses System von Kegeln also — gewinnen wir daraus, indem wir

$$\alpha = \xi/r,\ \beta = \eta/r,\ \gamma = \zeta/r,\ r = \sqrt{\xi^2+\eta^2+\zeta^2}$$

setzen, oder, da die linke Seite von (11) eine homogene Funktion der α, β, γ ist, einfach die Buchstaben α, β, γ durch ξ, η, ζ ersetzen. Die Ausrechnung liefert dann:

$$\left.\begin{aligned} &\xi^4\cdot[N^2\cdot a^2b^2 \\ &\qquad -N\cdot\big(C^2(a^2+b^2)-b^2(a^2+c^2)\big) \\ &\qquad +\big(C^2(C^2-b^2-c^2)+b^2c^2\big)] \\ &+\eta^4\cdot[N^2\cdot a^2b^2 \\ &\qquad -N\cdot\big(C^2(a^2+b^2)-a^2(b^2+c^2)\big) \\ &\qquad +\big(C^2(C^2-a^2-c^2)+a^2c^2\big)] \\ &+\zeta^4\cdot[N^2\cdot a^2b^2-N\cdot C^2(a^2+b^2)+C^4] \\ &+\xi^2\eta^2\cdot[N^2\cdot 2\,a^2b^2 \\ &\qquad -N\cdot\big((2\,C^2-c^2)\ (a^2+b^2)-2\,a^2b^2\big) \\ &+\big(C^2(2\,C^2-a^2-b^2-2\,c^2)+c^2(a^2+b^2)\big)] \\ &+\eta^2\zeta^2\cdot[N^2\cdot 2\,a^2b^2 \\ &\qquad -N\cdot\big(2\,C^2(a^2+b^2)-a^2(b^2+c^2)\big) \\ &\qquad +C^2(2\,C^2-a^2-c^2)] \\ &+\zeta^2\xi^2\cdot[N^2\cdot 2\,a^2b^2 \\ &\qquad -N\cdot\big(2\,C^2(a^2+b^2)-b^2(a^2+c^2)\big) \\ &\qquad +C^2(2\,C^2-b^2-c^2)] = 0. \end{aligned}\right\} \tag{12_1}$$

Die entsprechenden Gleichungen für die Fälle II und III erhält man hieraus, wie sich leicht zeigen läßt, durch ein- bzw. zweimalige zyklische Vertauschung der Buchstaben a, b, c. Alle drei Gleichungssysteme lassen sich in der folgenden Weise zusammenfassen:

$$\left.\begin{aligned} &\xi^4\cdot[(N-N_1^{(\xi)})\ (N-N_2^{(\xi)})] \\ &+\eta^4\cdot[(N-N_1^{(\eta)})\ (N-N_2^{(\eta)})] \\ &+\zeta^4\cdot[(N-N_1^{(\zeta)})\ (N-N_2^{(\zeta)})] \\ &+2\,\xi^2\eta^2\cdot[N^2-\tfrac{1}{2}N(N_1^{(\xi)}+N_2^{(\xi)} \\ &\qquad +N_1^{(\eta)}+N_2^{(\eta)}) \\ &\qquad +\tfrac{1}{2}(N_1^{(\xi)}\cdot N_2^{(\xi)}+N_1^{(\eta)}\cdot N_2^{(\eta)})] \\ &+2\,\eta^2\zeta^2\cdot[N^2-\tfrac{1}{2}N(N_1^{(\eta)}+N_2^{(\eta)} \\ &\qquad +N_1^{(\zeta)}+N_2^{(\zeta)})+\tfrac{1}{2}(N_1^{(\eta)}\cdot N_2^{(\eta)} \\ &\qquad +N_1^{(\zeta)}\cdot N_2^{(\zeta)}-N_{\eta\zeta})] \\ &+2\,\zeta^2\xi^2\cdot[N^2-\tfrac{1}{2}N(N_1^{(\zeta)}+N_2^{(\zeta)} \\ &\qquad +N_1^{(\xi)}+N_2^{(\xi)})+\tfrac{1}{2}(N_1^{(\zeta)}\cdot N_2^{(\zeta)} \\ &\qquad +N_1^{(\xi)}\cdot N_2^{(\xi)}-N_{\zeta\xi})] = 0, \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

[5]) Bei der der triviale Fall des Verschwindens durch $\alpha = \beta = \gamma = 0$ hier wegen $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$ auch ausgeschlossen ist.

wo die Konstanten für die einzelnen Fälle aus folgender Tabelle zu entnehmen sind:

	I.	II.	III.
$N_1^{(\xi)}$:	$\frac{C^2 - c^2}{a^2}$	$\frac{C^2 - a^2}{b^2}$	$\frac{C^2 - a^2}{a^2}$
$N_2^{(\xi)}$:	$\frac{C^2 - b^2}{b^2}$	$\frac{C^2 - c^2}{c^2}$	$\frac{C^2 - b^2}{c^2}$
$N_1^{(\eta)}$:	$\frac{C^2 - a^2}{a^2}$	$\frac{C^2 - a^2}{c^2}$	$\frac{C^2 - b^2}{a^2}$
$N_2^{(\eta)}$:	$\frac{C^2 - c^2}{b^2}$	$\frac{C^2 - b^2}{b^2}$	$\frac{C^2 - c^2}{c^2}$
$N_1^{(\zeta)}$:	$\frac{C^2}{a^2}$	$\frac{C^2}{b^2}$	$\frac{C^2}{a^2}$
$N_2^{(\zeta)}$:	$\frac{C^2}{b^2}$	$\frac{C^2}{c^2}$	$\frac{C^2}{c^2}$
$N_{\eta\zeta}$:	$\frac{c^2}{b^2}$	$\frac{a^2}{c^2}$	$\frac{b^2}{a^2}$
$N_{\zeta\xi}$:	$\frac{c^2}{a^2}$	$\frac{a^2}{b^2}$	$\frac{b^2}{c^2}$

(14)

§ 2. Gleichungen und Form der Plattenringe.

Das System der Plattenringe erhält man jetzt einfach als Schnitt der Brennebene mit dem Systeme (13) der Kegel gleichen Gangunterschiedes. Stellt man die Linse so, daß ihre Achse in eine der drei Koordinatenrichtungen ξ, η, ζ fällt, so hat man daher in (13) die betreffende Koordinate gleich der konstanten Brennweite f der Linse zu setzen, um die gesuchten Kurven zu erhalten. Deren Gleichung ist dann, wenn p und q die beiden noch freien Koordinaten bedeuten, von der Form:

$$A_{11} \cdot p^4 + 2 A_{12} \cdot p^2 q^2 + A_{22} \cdot q^4 + 2 A_1 \cdot p^2 + 2 A_2 \cdot q^2 + A_3 = 0,$$

oder explizit:

$$q = \pm \sqrt{\frac{-(A_{12} p^2 + A_2) \pm \sqrt{(A_{12}^2 - A_{11} A_{22}) p^4 + (A_2 A_{12} - A_1 A_{22}) p^2 + (A_2^2 - A_3 A_{22})}}{A_{22}}} \quad (15)$$

(falls $A_{22} \neq 0$),

$$q = \pm \sqrt{-\frac{A_{11} p^4 + 2 A_1 p^2 + A_3}{2 (A_{12} p_2 + A_2)}}, \quad (15')$$

(falls $A_{22} = 0$).

Bezeichnen wir in dem jeweiligen Gleichungssystem der Kegel die Koeffizienten symbolisch durch ihre in eckige Klammern gesetzten variabeln Faktoren, also z. B. den Koeffizient von ξ^4 mit $[\xi^4]$ usw., so sind in den Gleichungen (15) und (15′) — ganz gleich, in welcher optischen Symmetrieebene die Platte geschnitten ist — in den drei Stellungen der Linse folgende Größen einzusetzen:

	$\zeta = f$	$\xi = f$	$\eta = f$
p, q	$= \xi, \eta$	η, ζ	ζ, ξ
A_{11}	$= [\xi^4]$	$[\eta^4]$	$[\zeta^4]$
A_{12}	$= [2 \xi^2 \eta^2]$	$[2 \eta^2 \zeta^2]$	$[2 \zeta^2 \xi^2]$
A_{22}	$= [\eta^4]$	$[\zeta^4]$	$[\xi^4]$
A_1	$= [2 \zeta^2 \xi^2] f^2$	$[2 \xi^2 \eta^2] f^2$	$[2 \eta^2 \zeta^2] f^2$
A_2	$= [2 \eta^2 \zeta^2] f^2$	$[2 \zeta^2 \xi^2] f^2$	$[2 \xi^2 \eta^2] f^2$
A_3	$= [\zeta^4] f^4$	$[\xi^4] f^4$	$[\eta^4] f^4$.

(16)

Nach den angegebenen Formeln sind die Plattenringe bei zweiachsigen Kristallen Kurven vierter Ordnung.

In den Fällen I und II, in denen die Ebene der Binormalen senkrecht zur Plattenebene steht, erhält man nach den angeschriebenen Gleichungen bei Beobachtung senkrecht zur Platte ein Bild, wie es die schematische Abb. 3 für einen Quadranten andeutet: Läßt man nämlich den Parameter N sein Intervall rückwärts (stetig) durchlaufen, so wächst zunächst aus dem Nullpunkt der ξ, η-Ebene eine Kurve hervor, die in der Umgebung desselben eine annähernd ellipsenförmige Gestalt besitzt. Sie dehnt sich in der Längsrichtung unbegrenzt, in der Querrichtung dagegen nur beschränkt aus und „überschlägt" sich dann gewissermaßen in der Querrichtung über eine Kurve, die nur noch die eine Koordinatenachse schneidet und sich asymptotisch einer Parallelen zur anderen nähert. Bei weiterem Abnehmen des Parameters entfernt sich die Kurve, die jetzt im großen und ganzen einer Hyperbel ähnelt, unter steter Deformation unbegrenzt in der Überschlagungsrichtung. Ein ganz entsprechender Vorgang spielt sich währenddessen in der anderen Koordinatenrichtung ab, so daß man insgesamt das in Abb. 3 angedeutete Bild erhält. Die Überschlagungskurven sind dort punktiert bzw. gestrichelt eingezeichnet. Die Fälle I und II unterscheiden sich im wesentlichen nur durch die Reihenfolge, in der die Überschlagungen auftreten — also im Gesamteffekt überhaupt nicht wesentlich.

Im Falle III, in dem die Binormalen in der Plattenebene liegen, treten die beiden Überschlagungen in derselben Richtung ein, so daß man insgesamt das Schema Abb. 4 erhält.

Gehen wir nun zu streifender Beobachtung über, so ist es zunächst klar, daß die Fälle I und II wieder qualitativ gleiche Bilder ergeben müssen. Im Zentrum des Gesichtsfeldes erhält man, wenn man streifend in den beiden in der Plattenebene liegenden Koordinatenachsenrichtungen beobachtet, immer ein von einem Ellipsensysteme überlagertes (Doppel-) Hyperbelsystem (welche Bezeichnungen

hier natürlich nur die ungefähre Form charakterisieren sollen); vgl. z. B. Abb. 5. Ist in der einen Richtung das Ellipsensystem stärker gekrümmt, so ist es in der dazu senkrechten das Hyperbelsystem. Den extremsten Fall in dieser Beziehung findet man bei den einachsigen Kristallen, wo in der einen Richtung das Ellipsen-, in der anderen das Hyperbelsystem in (praktisch) Geraden ausartet.[6])

Im Falle III erhält man bei streifender Beobachtung in der einen Achsenrichtung im Zentrum des Gesichtsfeldes zwei sich überlagernde Ellipsensysteme (Abb. 6), in der anderen zwei (Doppel-)Hyperbelsysteme (Abb. 7).

[6]) Vgl. Fußnote 3.

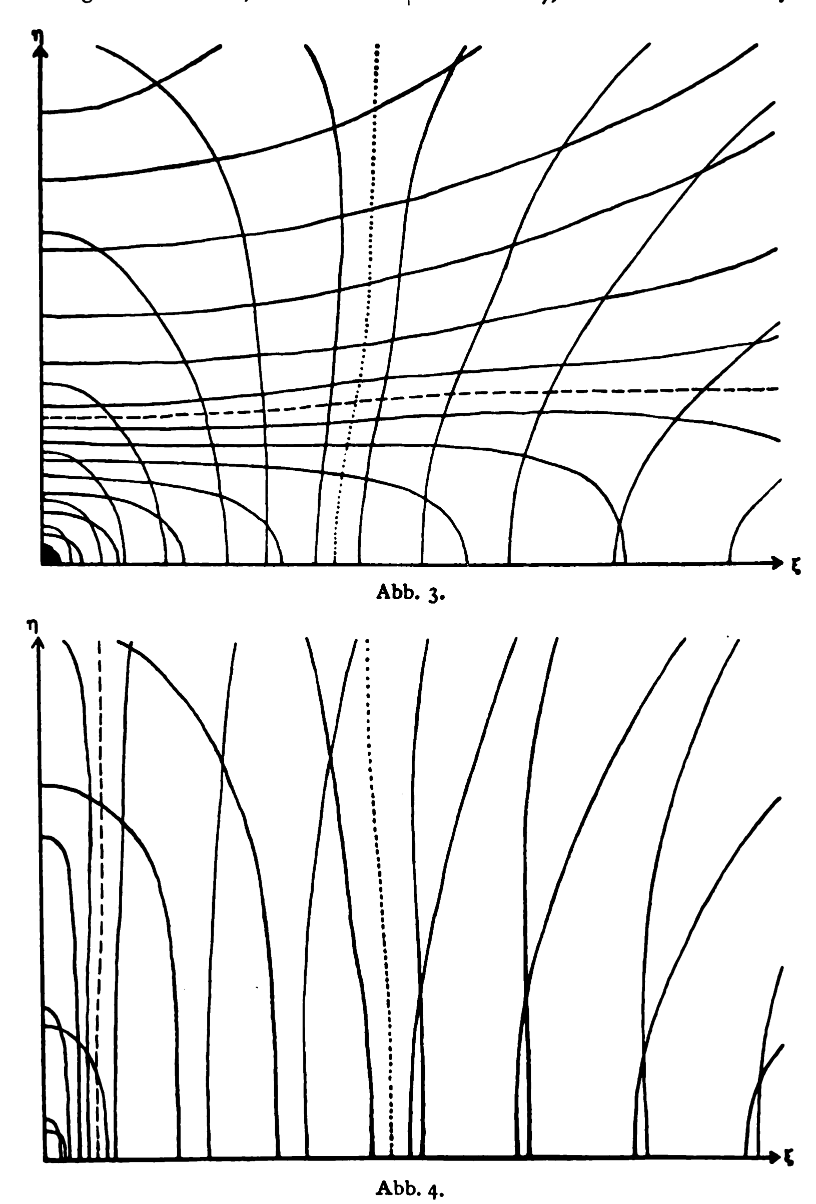


Abb. 3.

Abb. 4.

§ 3. Über gewisse „Rasterkurven".

Durch die Überlagerung der beiden Systeme von Plattenringen kann eine Art Moiréwirkung entstehen; man bemerkt dann mehr oder minder kontinuierlich erscheinende Streifen von trübem Aussehen[7]), die sich aus denjenigen Stellen zusammensetzen, an denen ein Maximum des einen Ringsystems auf ein Minimum des anderen fällt. Von gewisser Bedeutung können sie dann werden, wenn die beiden Systeme der Plattenringe selber nicht deutlich getrennt wahrnehmbar sind, wie es z. B. bei Beobachtung in der zur Platte senk-

[7]) Vgl. z. B. die zweite der in Fußnote 3 zitierten Arbeit.

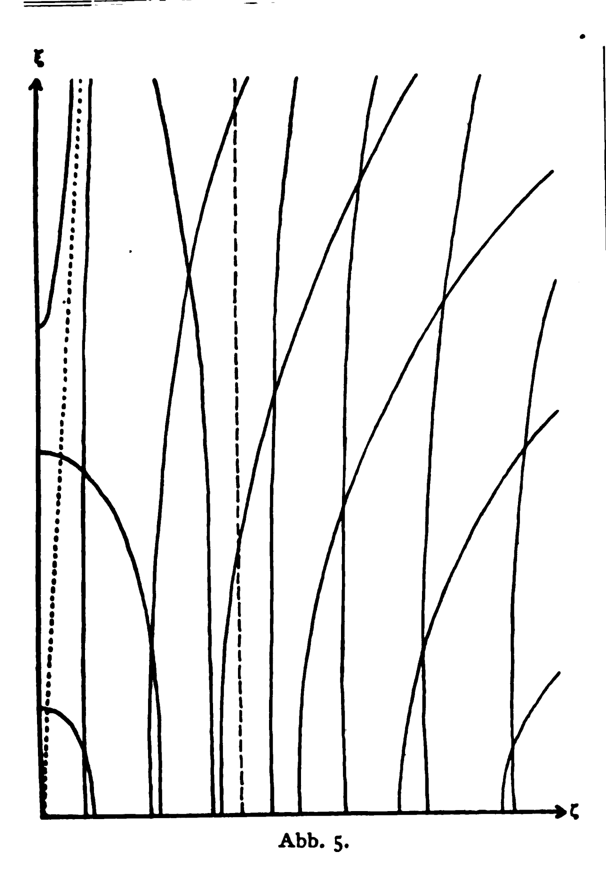


Abb. 5.



Abb. 6.

rechten Richtung der Fall ist; ihr Vorhandensein läßt dann auf die Anwesenheit eines zweiten Ringsystemes schließen.[8]) Sie sind mathematisch insofern nicht ganz eindeutig faßbar, als es nicht von vornherein sicher ist, daß die Differenz[8]) des Gangunterschiedes es ist, die auf ihnen konstant ist; es kann auch die Summe sein. Nehmen nämlich die Gangunterschiede der beiden, sich in der Rasterkurve durchkreuzenden Plattenringe, wenn man auf dieser in beliebigem Richtungssinne fortschreitet, beide zu oder ab, so ist es die Differenz, im anderen Falle aber offenbar die Summe der Gangunterschiede, welche dabei konstant bleibt. Es kann sogar beides auf ein und

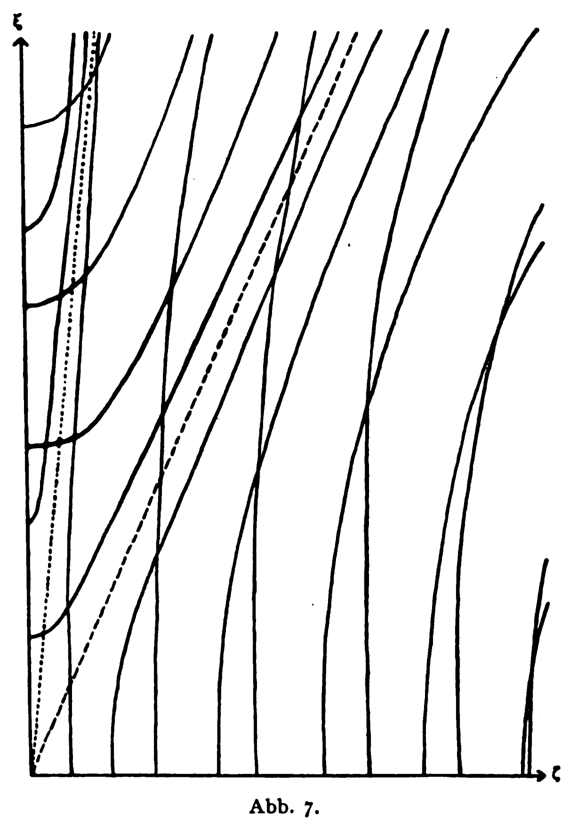


Abb. 7.

demselben Bilde, an verschiedenen Stellen desselben, vorkommen; z. B. wird dies in Abb. 3 in der Nähe des Nullpunktes (konstante Differenz) und in der rechten oberen Ecke (konstante Summe) der Fall sein. Schließlich muß man an Stellen, wo sich die Plattenringe ungefähr senkrecht durchkreuzen, aus Symmetriegründen auch zwei Systeme sich durchschneidender Rasterkurven erwarten.

Allen diesen Möglichkeiten soll im folgenden durch Verwendung doppelter Vorzeichen Rechnung getragen werden. Da die im experimentellen

[8]) Vgl. T. K. Chinmayanandam, On Haidingers Rings in Mica Proceedings of the Royal Society, London (A) **95** (1919), 176.



Teil dieser Arbeit mitzuteilenden Beobachtungen sämtlich im streifend austretenden Lichte angestellt sind, wo ja die Plattenringe selber viel deutlicher als die Rasterkurven sichtbar werden, sollen die endgültigen Gleichungen der letzteren nicht mehr vollständig aufgestellt, sondern nur noch gezeigt werden, wie man aus den für die Plattenringe in § 1 aufgestellten Beziehungen eine ganz analoge Herleitung der Rasterkurvengleichungen gewinnen kann.

Die Bedingung konstanter Gangunterschiedsdifferenz bzw. -summe können wir nach (4) durch folgende ersetzen:

$$n_1 \pm n_2 = \Delta \text{ (ganzzahliger Parameter)} \quad (17)$$

oder nach (5):

$$\sqrt{N_1} \pm \sqrt{N_2} = \frac{\lambda \Delta}{2 d},$$

oder

$$(N_1 + N_2) \pm 2 \sqrt{N_1 N_2} = \frac{\lambda^2 \Delta^2}{4 d^2} \equiv D. \quad (18)$$

$(N_1 + N_2)$ und $N_1 \cdot N_2$ sind nun nach (5) offenbar (rationale) symmetrische Funktionen von v_1^2 und v_2^2. Nach einem bekannten Satze der Algebra lassen sie sich daher rational durch die Koeffizienten einer quadratischen Gleichung, der v_1^2 und v_2^2 genügen, darstellen. Eine solche ist (10_1). Da nun deren Koeffizienten nach $(10_1')$ ihrerseits rationale Funktionen der Richtungskosinus' α, β, γ sind, so haben wir demnach:

$$\left.\begin{aligned} N_1 + N_2 &= R_1(\alpha, \beta, \gamma) \\ N_1 \cdot N_2 &= R_2(\alpha, \beta, \gamma), \end{aligned}\right\} \quad (19)$$

wo R_1 und R_2 rationale Funktionen der α, β, γ sind. Setzen wir (19) in (18) ein, so folgt:

$$(R_1 - D)^2 - 4 R_2 = 0. \quad (20)$$

Damit ist der Zusammenhang zwischen dem Parameterwerte D und der Gesamtheit derjenigen Austrittsrichtungen α, β, γ gewonnen, welchen die gleiche Gangunterschiedsdifferenz bzw. -summe eigen ist.

Die Ausführung liefert im Falle I folgende, bereits homogen gemachte Gleichung, in der dann die Buchstaben α, β, γ genau wie früher bei der Gleichung (11) durch ξ, η, ζ ersetzt sind:

$$\left.\begin{aligned} &\left[\frac{B(\xi, \eta, \zeta)}{a^2 b^2} - (2 + D)(\xi^2 + \eta^2) - D \zeta^2\right]^2 \\ &\quad - \frac{4}{a^2 b^2}\left[a^2 b^2 (\xi^2 + \eta^2)^2 \right. \\ &\quad \left. - B(\xi, \eta, \zeta)(\xi^2 + \eta^2) + A(\xi, \eta, \zeta)\right] = 0. \end{aligned}\right\} \quad (21)$$

Einsetzen von B und A nach $(10_1')$ und Umordnung nach Potenzen von ξ, η, ζ liefert dann ein Kegelsystem von ganz analoger Gestalt wie dasjenige in (12_1). Aus denselben Gründen wie früher erhält man daraus durch zyklische Vertauschungen die Kegelgleichungen für die Fälle II und III. Bei der Diskussion der Rasterkurven, die man wieder durch den Schnitt dieser Kegel mit der Brennebene erhält, kann man, wenn man das damalige N jetzt durch D ersetzt, den ersten Teil des § 2 wörtlich verwenden, und einer eingehenderen Diskussion der Kurven stände somit nichts mehr im Wege.

§ 4. Experimentelle Ergebnisse.

Beobachtungen wurden angestellt an Platten aus Aragonit, Topas, Glimmer und Gips.

Hinsichtlich der bei Aragonit erhaltenen Photographien sei auf die ausführliche Arbeit verwiesen; da bei ihm der Achsenwinkel nur etwa 18° groß ist, so unterscheiden sich seine Plattenringe nur wenig von denen einachsiger Kristalle.

Typische Bilder dagegen lieferten die drei anderen Kristalle.

1. Topas.

Es wurde eine von der Firma Dr. Steeg & Reuter in Homburg senkrecht zur ersten Mittellinie geschliffene Platte benutzt, die, 4,31 mm dick, etwa 2 cm breit und 3 m lang war. In den beiden in der Plattenebene liegenden Achsenrichtungen waren zwei Kanten unter 45° angeschliffen.

Als günstigste Versuchsanordnung für kleine, mehrere Millimeter dicke Platten hatte sich die folgende ergeben (vgl. die Grundrißskizze Abb. 8):

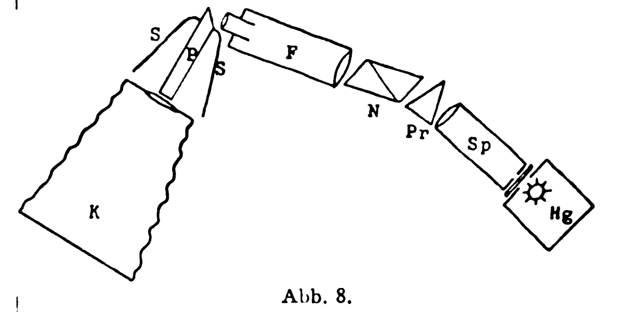


Abb. 8.

Das Licht einer in einem überflüssiges Licht abschirmenden Gehäuse eingeschlossenen Quecksilberlampe *Hg* gelangte durch eine kleine Mattscheibe hindurch in das Spaltrohr *Sp* eines Spektrometers, dessen Spalt etwa 2 mm geöffnet war, und fiel dann nach Passieren einer Prismenkombination *Pr* und eines Nicolschen Prismas *N* so in das auf ∞ eingestellte Fernrohr *F*, daß nur das grüne und gelbe Licht aus dem letzteren heraustrat. Die Kristallplatte *P* war auf einem geschwärzten Korken mit der angeschliffenen Kante vertikal aufgestellt und wurde durch genaue Einpassung in eine an den Berührungsstellen sorgfältig abgedichtete Öffnung in einem Schirme *S* aus schwarzer Pappe festgehalten, so daß die angeschliffene Kante etwas

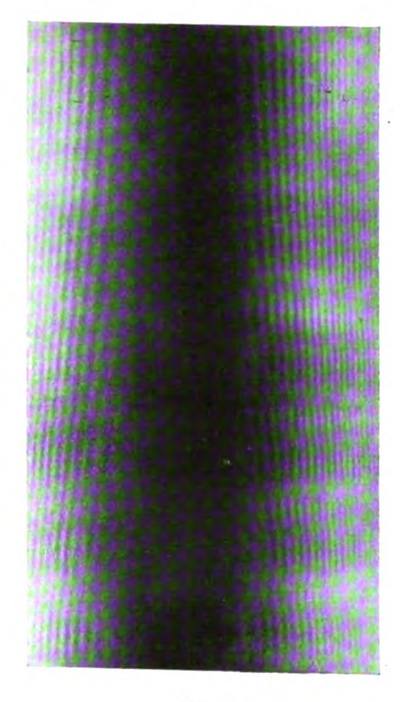


Abb. 9.



Abb. 10.



Abb. 11.



Abb. 12.

C. Schaefer und A. Herber.

Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig.



Abb. 14.



Abb. 15.

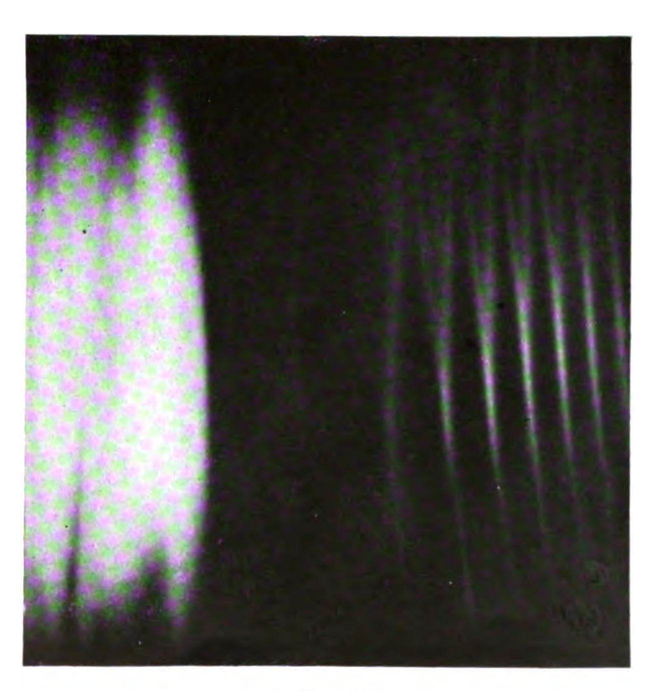


Abb. 16.

C. Schaefer und A. Herber.

Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig.

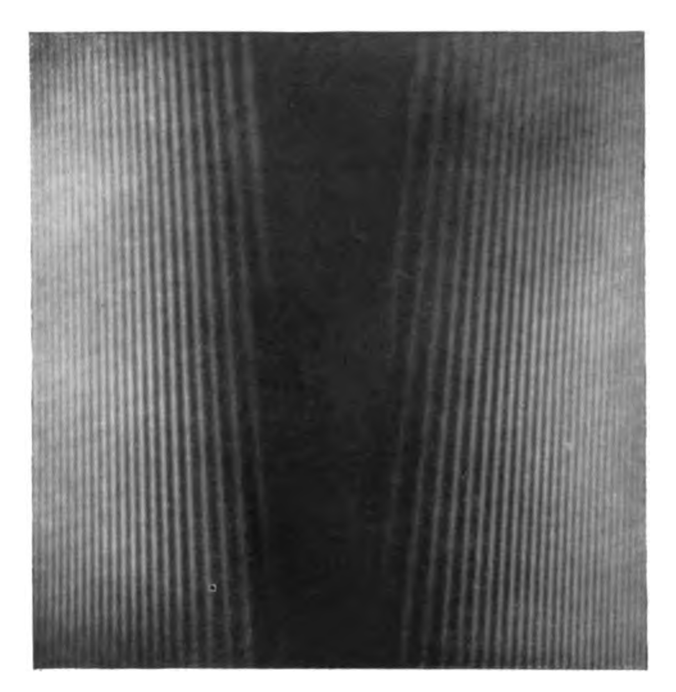


Abb. 17.

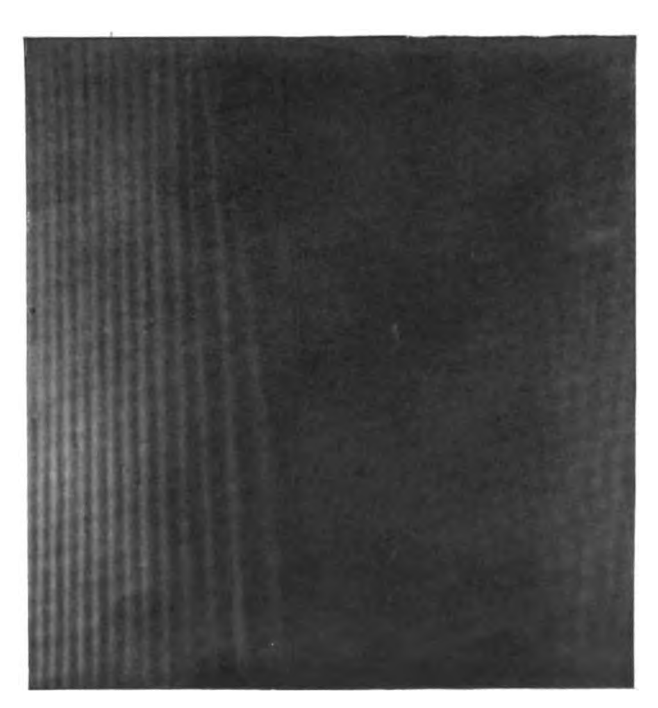


Abb. 18.

C. Schaefer und A. Herber.

Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig.

herausragte; diese wurde in das grüne Licht gebracht, etwa 1 cm vom Okulare entfernt, unter einer seitlichen Neigung von etwa 50^0 bis 80^0. Die Brennweite der photographischen Kamera K, deren Stellung aus Abb. 8 ersichtlich ist, betrug etwa 50 cm.

Es wurden in jeder der beiden in der Platte liegenden Achsenrichtungen zwei Aufnahmen unter senkrechten Nicolstelluugen gemacht: Abb. 9, 10, 11, 12. Diese bestätigen die theoretischen Aussagen in klarster Weise.

2. Glimmer.

Eine weitere Bestätigung der theoretischen Ergebnisse wurde an einer 0,26 mm dicken großen Spaltplatte aus Glimmer gewonnen. Die bisherige Versuchsanordnung erwies sich als ungeeignet für eine so dünne Platte und wurde folgendermaßen abgeändert: es wurde das Fernrohr ganz fortgenommen und statt dessen eine Mattscheibe M (Abb. 13) in einer Entfernung von ungefähr 15 cm

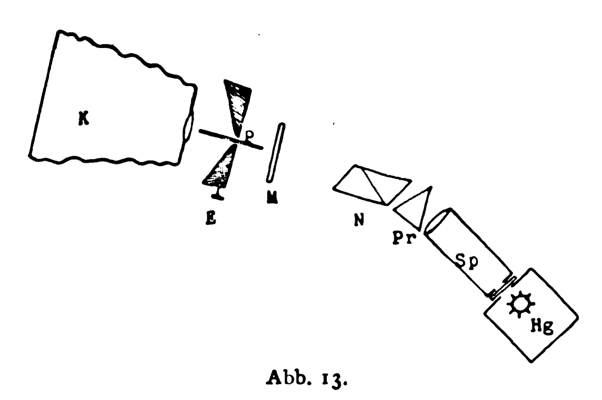


Abb. 13.

von dem Nicol in das grüne Licht gebracht. Dicht dahinter wurde die Platte P in eine verstellbare Einklemmvorrichtung E ganz lose eingeklemmt, so daß auch direkt reflektiertes Licht zur Mitwirkung kam, wodurch die Erscheinung beiderseits komplementär wurde. Die Abb. 14, 15, 16 sind nicht in Richtung einer der in der Platte liegenden Hauptachsen hergestellt, sondern in einer mittleren Stellung dazwischen. Man macht es sich an Abb. 3 leicht klar, daß die Theorie zu demselben Ergebnisse führt, welches die Bilder zeigen, nämlich, daß das eine Kurvensystem in entgegengesetzter Richtung konvergiert wie das andere; es beruht dies darauf, daß die früher besprochenen „Überschlagungen" in Abb. 3 in entgegengesetzter Richtung erfolgen.

Anders müßte dies nach der Theorie ausfallen bei einer Platte, welche die Binormalen in ihrer Ebene enthält (vgl. z. B. die Abb. 6 und 7): hier müßten die beiden Streifensysteme in einer und derselben Richtung konvergieren. Dies bestätigen die Aufnahmen an

3. Gips.

Die Spaltplatte war 1,02 mm dick. Auf den unter zueinander senkrechten Nicolstellungen gewonnenen Abb. 17, 18 konvergieren die Kurven in der Tat in derselben Richtung. Bei Beobachtung der Streifen mit bloßem Auge schienen sie sich bei Nicoldrehung etwas zu verengern bzw. zu erweitern.

(Eingegangen am 26. Januar 1926.)

Die physikalischen Eigenschaften der Gläser in Abhängigkeit von der Zusammensetzung.

II. Die mechanischen Eigenschaften der Gläser.

Von G. Gehlhoff und M. Thomas.

(Mitteilung aus dem glastechnischen Laboratorium der Osram G. m. b. H. Kommanditgesellschaft, Weißwasser O.-L.)

1. Einleitung.

Angaben über mechanische Eigenschaften von Gläsern sind in mancher Beziehung für den Glashersteller wie für den Verbraucher wissenswert. Für Glas als Baustoff (Glasdächer, Fensterscheiben) interessieren im wesentlichen Festigkeitseigenschaften, insbesondere Biegungs- und Schlagfestigkeit. Beim Schleifen von Gläsern, sowohl beim Schleifen von gewöhnlichem Wirtschaftsgerät und Kristallglas als auch beim Schleifen und Polieren von optischen Gläsern, ist die Härte von großer Wichtigkeit. Am meisten aber interessieren die mechanischen Eigenschaften, vornehmlich die Zerreißfestigkeit und der Elastizitätsmodul, weil diese Eigenschaften von ganz wesentlicher Bedeutung für die thermische Widerstandsfähigkeit der Gläser sind. Nach der von Winkelmann und Schott angegebenen Formel berechnet sich der thermische Widerstandskoeffizient F nämlich zu:

$$F = \frac{P}{\alpha E} \sqrt{\frac{K}{s \cdot c}}.$$

(F thermischer Widerstandskoeffizient, P Zerreißfestigkeit, α Ausdehnungskoeffizient, E Elastizitätsmodul, K Wärmeleitvermögen, s spezifisches Gewicht, c spezifische Wärme). Wie man sieht, gehen E und P direkt ein, während die thermischen Eigenschaften (außer α) mit der Wurzel in der Formel enthalten sind.

Der thermische Widerstandskoeffizient ist besonders auch für die Weiterverarbeitung von Glas mit Maschinen oder von Hand vor dem Gebläse deshalb außerordentlich wichtig, weil sich nach ihm

im wesentlichen das Arbeitstempo richtet, die Geschwindigkeit, mit der man das Glas erhitzen oder abkühlen kann; die Bedeutung der thermischen Widerstandsfähigkeit für Apparategläser, Gasglühlichtzylinder, Wasserstandsgläser, Wirtschaftsglas usw. ist zur Genüge bekannt und braucht nicht weiter erörtert zu werden.

Die im folgenden mitgeteilten Untersuchungen beziehen sich auf die Dichte, auf Zerreiß-, Biegungs-, Druck- und Schlagfestigkeit, auf Ritzhärte und Elastizitätsmodul und den Einfluß, den die verschiedenen Glasbildner auf diese Eigenschaften der Gläser haben. Als Versuchsmaterial dienten Gläser der gleichen Zusammensetzung, wie wir sie bereits in den vorangegangenen Arbeiten[1] [2]) zur Feststellung des Zusammenhanges zwischen der Entspannungstemperatur, der elektrischen Leitfähigkeit von Gläsern und ihrer Zusammensetzung benutzt haben. Da die für diesen Zweck s. Zt. in Mengen von etwa 100 g erschmolzenen Gläser nicht mehr ausreichten, wurden die Gläser in Mengen von etwa 30 kg erneut hergestellt. Leider war es in mehreren Fällen nicht möglich, die Variation der glasbildenden Oxyde so weit durchzuführen wie bei den früheren Untersuchungen; während Mengen bis zu 100 g sich leicht in Laboratoriumsöfen herstellen lassen, bei denen Temperaturen bis zu 1600° ohne weiteres erreichbar sind, war man bei den hier benötigten größeren Schmelzen durch die Konstruktion der Betriebsöfen und die Art des Hafenmaterials in der Temperaturhöhe beschränkt. Schwer schmelzbare Oxyde, wie Al_2O_3 und MgO, konnten daher nur in mäßigen Grenzen eingeführt werden. Ferner war es bei Gläsern extremer Zusammensetzung oft unmöglich, größere Stücke von Schlieren und von Entglasungserscheinungen freien Glases herzustellen. Beispielsweise waren Gläser mit hohem PbO-Gehalt in Plattenform nur schwer schlierenfrei und Gläser mit hohem CaO-Gehalt nicht kristallfrei zu erhalten.

Aus den Schmelzen wurden Stäbe sowie Platten zur Prüfung der mechanischen Eigenschaften angefertigt. Stäbe und Platten wurden zur Untersuchung gleich in der Form benutzt, in der sie aus der Hand des Glasmachers hervorgingen. Nun ist bekanntlich Glas, wie es nach der Formgebung durch Blasen, Ziehen oder Strecken vorliegt, durchaus kein homogenes Material. Ebenso wie Gußmetall überzieht es sich oberflächlich mit einer dünnen Schicht, der sog. Feuerpolitur, deren physikalische Eigenschaften von denen einer freien Bruchfläche beträchtlich abweichen. Diese Feuerpolitur ist eine durch Abschreckung beim Arbeitsprozeß entstehende gehärtete Oberflächenschicht. Außerdem ist gewöhnliches Gebrauchsglas je nach der Art der Wärmebehandlung mehr oder weniger spannungshaltig. Vom theoretischen Standpunkte aus würde es zweckmäßig erscheinen, die Versuchsgläser durch sorgfältiges Kühlen und Entfernen der Oberflächenschicht (durch Abschleifen oder Ätzen) möglichst zu homogenisieren. Da man es aber in praxi, abgesehen von der optischen Industrie, stets mit gewöhnlichem, nicht besonders homogenen Material, meist mit Feuerpolitur versehen, zu tun hat, da insbesondere Festigkeitseigenschaften nur für gewöhnliche Industriegläser von Bedeutung sind, während sie für optische Gläser kaum in Frage kommen, erschien es uns wünschenswert, die Gläser so zu untersuchen, wie sie aus dem normalen Fabrikationsgange hervorgehen; demgemäß waren die verwandten Stäbe ungekühlt, während die Platten die normale Streckofenkühlung von Flachglas erhielten. Nur in einzelnen Fällen, wo sich dieser Grundsatz nicht durchführen ließ, wurde hiervon abgewichen. Dies ist jedoch stets besonders vermerkt. Im übrigen sind die Unterschiede zwischen gekühltem und ungekühltem Glas bei den mechanischen Eigenschaften recht gering.

2. Dichte.

Der Zusammenhang zwischen der Größe der Dichte der Gläser und ihrer Zusammensetzung ist Gegenstand zahlreicher Untersuchungen gewesen. Winkelmann und Schott[3]) stellten die Dichte zahlreicher Gläser fest und suchten den Zusammenhang zwischen der Dichte und der Zusammensetzung in der von ihnen stets benutzten Art dadurch zu erkennen, daß sie für die einzelnen Oxyde unter der Annahme der Additivität Koeffizienten berechneten. Die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung ist im allgemeinen befriedigend. Zahlreiche andere Forscher[4]), die gelegentlich anderer Untersuchungen auch die Dichten ihrer Gläser bestimmten, stellten jedoch auch Abweichungen von der Additivität fest. Insbesondere zeigten English und Turner[5]), daß bei Gläsern wachsenden Borsäuregehaltes (bei Ersatz von SiO_2 durch B_2O_3 unter Konstanthaltung des Alkalis) die

[1]) G. Gehlhoff u. M. Thomas, Schnellkühlung von Glas. Ztschr. f. techn. Physik **6** (1925), 333.

[2]) G. Gehlhoff und M. Thomas, Die physikalischen Eigenschaften der Gläser in Abhängigkeit von der Zusammensetzung. I. Über das elektrische Leitvermögen. Ztschr. f. techn. Physik **6** (1925), 544.

[3]) Zusammenfassendes: Hovestadt, Jenaer Glas, Jena 1900, S. 149ff.

[4]) U. a. C. J. Peddle, The Development of Various Types of Glass. Journ. of the Soc. of Glass Techn. **4** (1920). — W. E. S. Turner, S. English und Mitarbeiter, Zahlreiche Arbeiten über Dichte, Ausdehnungskoeffizienten und Löslichkeit von Gläsern. Journ. of the Soc. of Glass Techn. **3** (1919) bis **8** (1924).

[5]) S. English und W. E. S. Turner, The physical proportions of Boric Oxide Containing Glasses and their Bearing on the General Problem of the Constitution of Glass. Journ. of the Soc. of Glass Techn. **7** (1923), 135.

Dichte zuerst bis zu einem bestimmten Prozentsatz von Borsäure steigt, um dann zu fallen. Die Lage des Maximums ist hierbei von der Menge und Art der übrigen Komponenten abhängig.

Die im folgenden zu besprechenden Messungen der Dichte unserer Versuchsgläser bringen gegenüber den Messungen von Peddle, sowie denen von English und Turner nur insofern etwas Neues, als die hier behandelten Gläser durchweg nach Gewichtsprozenten variiert sind, während die genannten Forscher meist nach Molen variieren. Die Messung der Dichte erfolgte durch Wägung in Luft und Wasser. Die Messungen beziehen sich auf gespannte Gläser. Der Einfluß der Spannung auf die Dichte ist, wie aus zahlreichen Untersuchungen bekannt, merklich; durch Entspannung erfuhren unsere Versuchsstäbe eine Verdichtung, die eine Erhöhung der Dichte um etwa 2 Einheiten der zweiten Dezimale ausmacht.[6]) Die Abb. 1 bis 5 zeigen, wie sich die Dichte ändert, wenn man die allen gebräuchlichen Gläsern gemeinsame Komponente SiO_2 der Reihe nach durch die anderen Glasbildner Na_2O, K_2O, MgO, CaO, ZnO, BaO, PbO, B_2O_3, Al_2O_3 und Fe_2O_3 teilweise ersetzt. Zur Vervollständigung der Abbildungen sind in Tab. 1 genauere Zahlenwerte angegeben. Die Zahlen sind aus den ausgeglichenen Kurven entnommen und geben an, um welchen Betrag sich die Dichte eines Glases ändert, wenn man 1% SiO_2 durch 1% eines anderen Glasbildners innerhalb eines bestimmten Prozentbereiches ersetzt. Wie die Abbildungen zeigen, ist Additivität in den durch die Messungen gegebenen Grenzen vorhanden nur bei folgenden Oxyden: ZnO, BaO, Al_2O_3, Fe_2O_3. Man sieht also, daß die Berechnung der Dichte aus der Zusammensetzung nicht zulässig oder höchstens in gewissen engen Grenzen möglich ist.

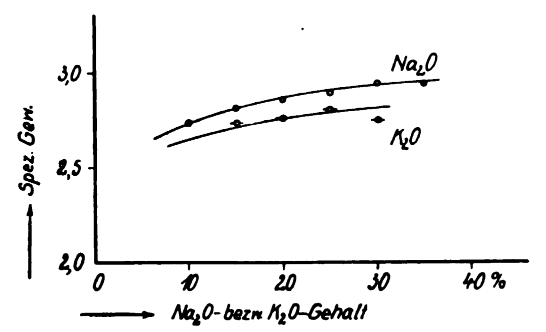


Abb. 1. Dichte bei Ersatz von SiO_2 durch Na_2O bzw. K_2O.

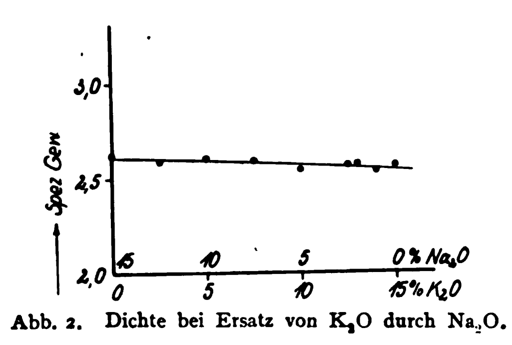


Abb. 2. Dichte bei Ersatz von K_2O durch Na_2O.

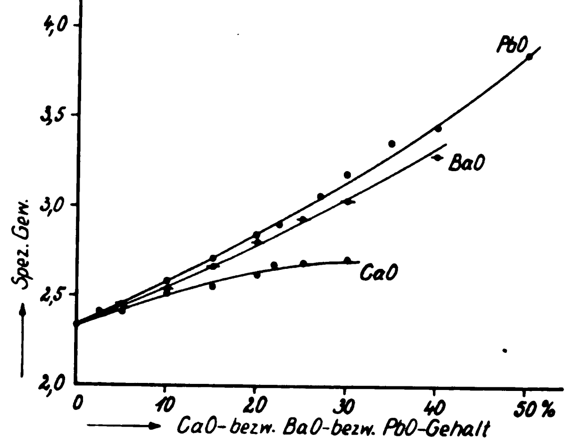


Abb. 3. Dichte bei Ersatz von SiO_2 durch CaO bzw. BaO bzw. PbO.

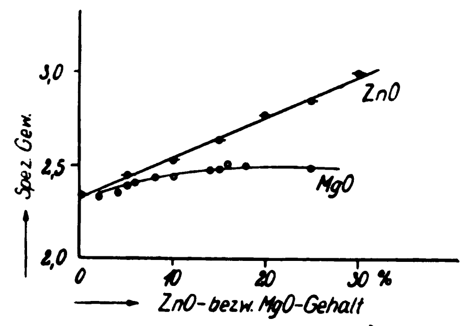


Abb. 4. Dichte bei Ersatz von SiO_2 durch ZnO bzw. MgO.

Das eigentümliche Verhalten der Borsäuregläser kommt auch hier, ebenso wie bei English und Turner, sehr gut zum Ausdruck. Bemerkenswerterweise findet sich in Reihen von gemischten Alkaligläsern durchaus kein ausgezeichneter Punkt bezüglich der Dichte, wie ein solcher bei den meisten physikalischen Eigenschaften dieser Gläser vorliegt (Abb. 2). Außer an dieser hier angeführten Reihe wurde diese Tatsache durch Messung zahlreicher ähnlicher Versuchsreihen, bei denen Kali durch Natron ausgetauscht wurde, erhärtet.

[6]) Näheres: A. Q. Tool and E. E. Hill, On the Constitution and Density of Glass. Journ. of Soc. of Glass Techn. 9 (1925), 185.

Tabelle 1.

	0–5 %	5–10 %	10–15 %	15–20 %	20–25 %	25–30 %	30–40 %	40–50 %	50–60 %
Na_2O	—	—	+0,017	+0,010	+0,008	+0,006	—	—	—
K_2O	—	—	—	+0,005	+0,003	—	—	—	—
MgO	+0,012	+0,012	+0,006	0	—	—	—	—	—
CaO	+0,018	+0,016	+0,014	+0,012	+0,009	+0,007	—	—	—
ZnO	+0,021	+0,021	+0,021	+0,021	+0,021	+0,021	—	—	—
BaO	+0,024	+0,024	+0,024	+0,024	+0,024	+0,024	+0,024	—	—
PbO	+0,024	+0,024	+0,026	+0,027	+0,029	+0,032	+0,034	+0,037	—
B_2O_3	+0,018	+0,010	+0,003	0	−0,004	−0,005	−0,005	−0,006	−0,006
Al_2O_3	+0,006	+0,006	+0,006	—	—	—	—	—	—
Fe_2O_3	+0,013	+0,013	+0,013	+0,013	+0,013	+0,013	—	—	—

Tabelle 2.

SiO_2	65 %	83 %	80,2 %	74,7 %	71,2 %	70,7 %
Na_2O	14	14	16,8	16,8	16,8	16,8
K_2O	1	1	1	1	1	1
CaO	—	—	—	5,5	5,5	5,5
MgO	—	—	—	—	3,5	3,5
BaO	20	2	2	2	2	2
Al_2O_3	—	—	—	—	—	0,5
d	gem. 2,76	−1,8·0,024	+2,8·0,010	+5,5·0,018	+3,5·0,012	+0,5·0,006 = **2,50**

Mit Hilfe der in der Tab. 1 angegebenen Zahlen ist es möglich, die Dichte eines gegebenen Glases annähernd vorauszuberechnen, wenn die Dichte eines Glases ähnlicher Zusammensetzung bekannt ist. So ist in Tab. 2 die Dichte des in der letzten Kolumne stehenden Glases stufenweise aus der des in der ersten Kolumne stehenden berechnet.

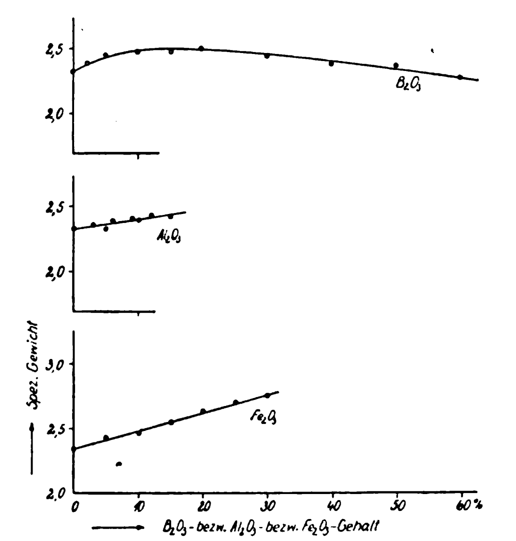


Abb. 5. Dichte bei Ersatz von SiO_2 durch B_2O_3 bzw. Al_2O_3 bzw. Fe_2O_3.

Dem berechneten Wert der Dichte von **2,50** entspricht ein gemessener von **2,51**. Die Übereinstimmung ist also sehr gut.

3. Zerreißfestigkeit.

Über den Zusammenhang zwischen der Zerreißfestigkeit von Gläsern und ihrer Zusammensetzung liegen, soweit uns bekannt, nur die Messungen von Schott und seinen Mitarbeitern[7]) vor. Als Versuchsmaterial wurden von ihnen geschliffene und polierte Glasstäbe von quadratischem Querschnitt verwandt; die Messungen erstreckten sich auf Gläser mit zahlreichen Komponenten und sehr verschiedener Zusammensetzung. Zur Feststellung des Einflusses der einzelnen glasbildenden Oxyde auf die Zerreißfestigkeit wurden in der Annahme eines linearen Zusammenhanges zwischen Zusammensetzung und Zerreißfestigkeit Koeffizienten für die Oxyde berechnet. Die Zahlen für CaO und MgO sind hierbei, nach den Angaben von Schott selbst, wegen des verhältnismäßig geringen Gehaltes der Versuchsgläser an diesen Oxyden besonders unsicher. Auch konnten Abweichungen von der Linearität auf diese Weise nicht erkannt werden. Sieht man hiervon ab, so ordnen sich die Bestandteile bzw. ihres Einflusses auf die Zerreißfestigkeit in folgender Reihenfolge:

ZnO, SiO_2, B_2O_3, BaO, Al_2O_3, PbO, Na_2O, K_2O.

Weiterhin zeigt eine ältere Untersuchung von Brodmann[8]), daß die Zerreißfestigkeit durch Abätzen der Feuerpolitur wesentlich erhöht wird. Seine Messungen bezogen sich auf sehr dünne Stäbe von höchstens 1,8 mm ϕ.

Zu unseren Messungen verwandten wir etwa 5 cm lange Stäbe mit kreisförmigem Querschnitt

[7]) A. Winkelmann und Schott, Über die Elastizität und über die Zug- und Druckfestigkeit verschiedener neuer Gläser in ihrer Abhängigkeit von der chemischen Zusammensetzung. Ann. **51** (1894), 697.

[8]) C. Brodmann, Einige Beobachtungen über die Festigkeit von Glasstäben. Nachrichten von der Kgl. Gesellsch. d. Wissensch. zu Göttingen 1894, 44.



von etwa 3 bis 4 mm ϕ. Diese Stäbe wurden nach der in Abb. 6b ersichtlichen Art an beiden Enden mit Konussen aus Siegellack versehen, die in noch weichem Zustande in die konischen Öffnungen von Querträgern (Abb. 6) eingespannt wurden. Diese Anordnung gewährleistete eine sichere Aufhängung, ohne daß das zu untersuchende Stäbchen durch

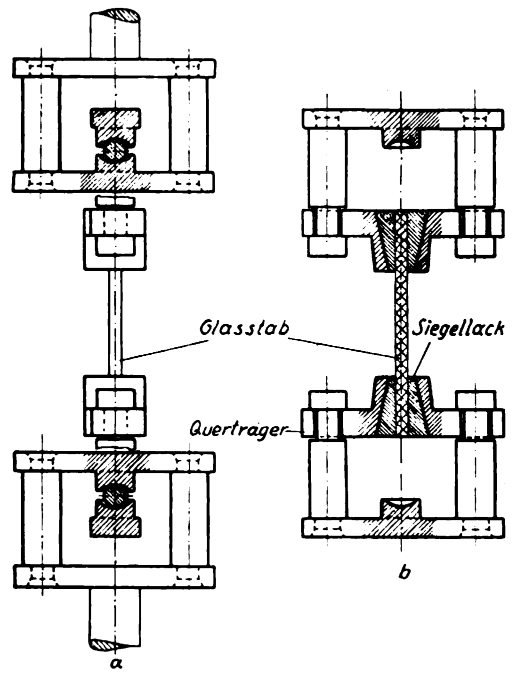


Abb. 6. Einspann- und Aufhängevorrichtung zum Zerreißen von Glasstäben.

Greifklauen irgendwie beansprucht wurde. Wie ferner aus Abb. 6a ersichtlich ist, hatten die Querträger ebenso wie Aufhänge- und Belastungsbalken gehärtete Pfannen, zwischen denen Stahlkugeln lagen, so daß das ganze System leicht beweglich war und die einzelnen Teile mit Sicherheit in ihre Schwerpunktlage sich einstellten. Überdies wurde nach Zusammensetzung, solange der Siegellack noch weich war, das Ganze unter schwacher Belastung gestreckt, so daß jedes Knickmoment herausgebracht und auch bei der Belastung Knickung des Stabes vermieden wurde.

Die Grobbelastung erfolgte durch Anhängen von Bleiplatten von je etwa 10 kg Gewicht, die Feinbelastung von einer Bleiplatte zur anderen durch zufließendes Quecksilber. Mittels einer Arretierung konnte das Stäbchen jederzeit entlastet werden. Die Fallhöhe betrug nur einige Millimeter.

Daß der Bruch in jedem Falle wirklich durch Zerreißen und nicht durch Knick zustande gekommen war, wurde durch Untersuchung der Oberfläche geprüft. Nur solche Messungen wurden ausgewertet, bei denen die Bruchfläche das für das Zerreißen charakteristische mattfaserige, im Mikroskop tief gefurchte Aussehen hatte. War der Bruch durch Knick verursacht, so zeigte die Bruchfläche eine völlig glatte und spiegelnde Oberfläche. Vorversuche ergaben, daß Stäbe in gespanntem Zustande häufig nicht richtig reißen, sondern leicht abknicken; aus diesem Grunde wurden die Untersuchungen an entspannten Gläsern durchgeführt.

Auch bei wirklichem Zerreißen zeigte ein kleines Stück der Fläche, ebenso wie bei den Untersuchungen von Winkelmann und Schott, eine glatte Oberfläche; von dieser Stelle breiten sich die charakteristischen Furchen strahlenförmig aus (Abb. 7). Wie aus Zerreißversuchen an Metallen bekannt, ist das Zentrum der Strahlen, hier also die

Fläche des beginnenden Zerreißens.

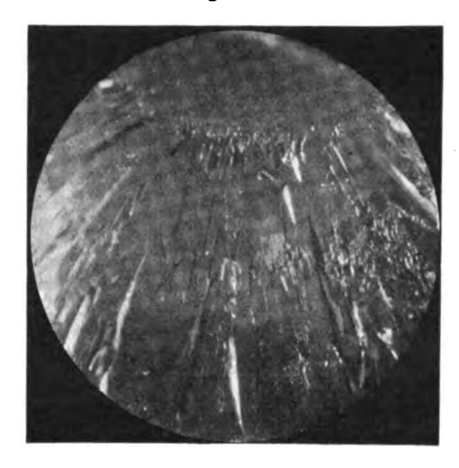


Abb. 7. Bruchfläche eines gerissenen Glasstabes.

kleine spiegelnde Fläche, als der Teil des Querschnittes anzusehen, wo infolge irgendeiner Fehlstelle des Materials das Reißen beginnt, und von wo es sich über den ganzen Querschnitt ausbreitet. Je nach Größe dieser glatten Fläche fallen die Werte für die Zerreißfestigkeit etwas verschieden aus. Ein deutlicher Zusammenhang zwischen dem Wert der Zerreißfestigkeit und dem Anteil der Fläche beginnenden Zerreißens am ganzen Querschnitt ist aus Abb. 8 zu erkennen; die Messungen beziehen sich auf ein beliebiges Bleiglas. Die Ausmessung des richtig gerissenen, faserigen und des anfänglich gerissenen, spiegelnden Anteils des Querschnitts erfolgte unter dem Mikroskop mittels eines Okularnetzes. Die Zerreißfestigkeit zeigt bei geringem Prozentgehalt an Fläche beginnenden Zerreißens einen höheren Wert als bei großem Anteil; der wirklichen Zerreißfestigkeit würde der auf 0% dieser Fläche extrapolierte Wert entsprechen. Da eine Extrapolation jedoch stets unsicher ist, hielten wir es für zweckmäßiger, für die Zerreißfestigkeit einen Wert anzugeben, der einem bestimmten Prozentsatz an spiegelnder Fläche entspricht. Aus diesem Grunde ist in den folgenden

Messungen stets der Wert der Zerreißfestigkeit für 10% Fläche beginnenden Zerreißens angegeben. Die Zerreißfestigkeit einfach auf den wirklich gerissenen Teil der Bruchfläche zu beziehen, also den Wert kg/mm² mattfaserige Fläche anzugeben, ist nicht exakt, weil für die Festigkeit zweifellos zunächst der ganze Querschnitt des Stabes in Betracht kommt und der zuerst reißende schwächere Querschnitt mindestens mitwirkt. Der Wert für die Zerreißfestigkeit bei 90% richtiger Bruchfläche ließ sich, wie Abb. 8 zeigt, mit genügender

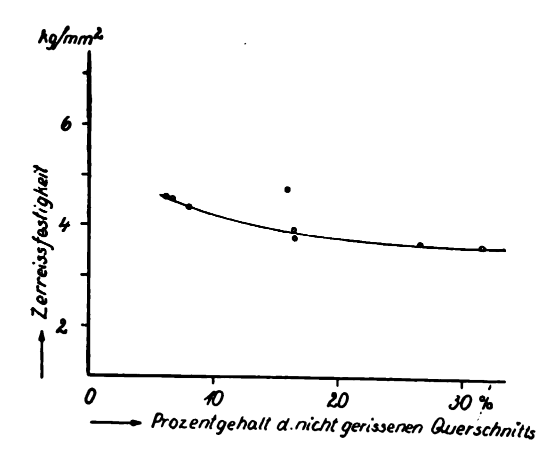


Abb. 8. Zerreißfestigkeit in Abhängigkeit vom Prozentgehalt des nicht gerissenen Querschnitts.

Sicherheit durch Interpolation gewinnen. Die nach dieser Definition für die Zerreißfestigkeit von Gläsern erhaltenen Werte ergaben auch recht befriedigende Übereinstimmung. Eine Genauigkeit von 5% ließ sich ohne weiteres erreichen, was von Winkelmann und Schott vielfach nicht entfernt erzielt wurde. Trotzdem ergaben sich bei einzelnen Versuchsgläsern etwas größere Abweichungen, was wohl auf Inhomogenitäten und nicht ganz genaue Zusammensetzung der Gläser zurückzuführen ist.

Jedem Punkte der Zerreißfestigkeitswerte liegen immer mindestens je fünf, meistens aber mehr, bis zehn Messungen zugrunde. Wie bereits bemerkt, wurde die Messung der Zerreißfestigkeit an entspannten Gläsern ausgeführt. Die Untersuchung von gespannten und entspannten Proben eines Fabrikationsglases ergab, daß Spannungen von dem Betrage, wie sie in unseren Stäben vorhanden waren, von geringem Einfluß auf die Zerreißfestigkeit sind. Das gleiche Resultat ergab sich für den Einfluß der Feuerpolitur, die durch Abätzen von einigen Zehntel Millimetern entfernt wurde. Es wurden für dieses Glas folgende Werte erhalten:

	Zerreißfestigkeit
Gespannter Stab	3,97 kg/qmm
Entspannter Stab . . .	4,16 „
Abgeätzter, gesp. Stab .	4,16 „

Dieses letztere, den Brodmannschen Untersuchungen widersprechende Ergebnis erklärt sich dadurch, daß der Querschnitt unserer Stäbe wesentlich größer war als bei ihm, demnach ein Einfluß der Feuerpolitur unerheblich ist. Außerdem zeigten die Querschnitte der geätzten Proben bei ihm keine spiegelnden Stellen, im Gegensatz zu den nicht geätzten. Da die Auswertung bei ihm ohne Berücksichtigung des Aussehens der Rißfläche erfolgte, erscheint der höhere Festigkeitswert für die geätzten Proben nach den obigen Ausführungen verständlich.

Die Resultate der Messungen, die an unseren Versuchsgläsern ausgeführt wurden, sollen im folgenden an Hand der Figuren erläutert werden:

1. Einwertige Glasbildner: Wie Reihen von Versuchsgläsern mit wachsendem Kali- bzw. Natrongehalt zeigen, setzen die Alkalien die Zerreißfestigkeit herauf, und zwar Kali stärker als Natron (Abb. 9). Ersetzt man das eine der beiden Alkalien

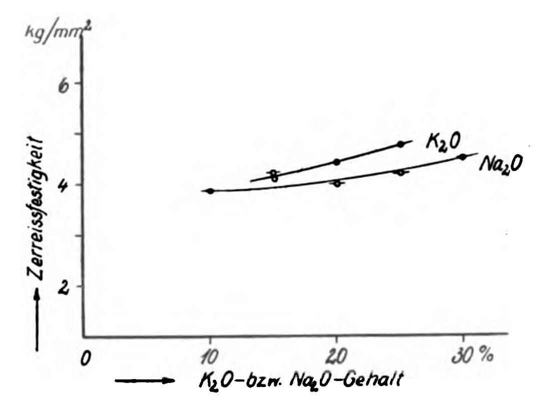


Abb. 9. Zerreißfestigkeit bei Ersatz von SiO_2 durch K_2O bzw. Na_2O.

durch das andere, z. B. Kali durch Natron, so ändert sich die Zerreißfestigkeit linear (Abb. 10). Es liegt

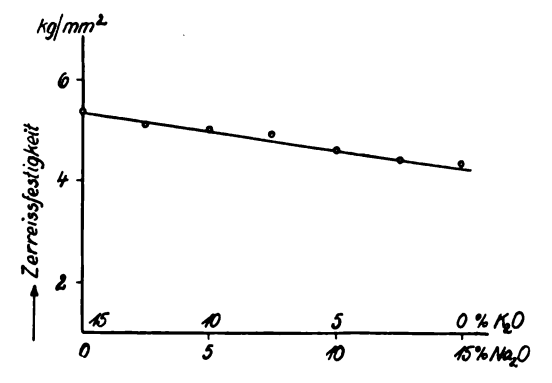


Abb. 10. Zerreißfestigkeit bei Ersatz von K_2O durch Na_2O.

also hier durchaus kein ausgezeichnetes Verhältnis zwischen K_2O und Na_2O vor, bei dem die Zerreißfestigkeit ein Maximum oder Minimum erreichen würde, wie dies bei anderen Eigenschaften, z. B. der

Löslichkeit, der elektrischen Leitfähigkeit und der Entspannungstemperatur der Fall ist.

2. Zweiwertige Glasbildner: Unter den zweiwertigen Glasbildnern setzen CaO, BaO und PbO die Zerreißfestigkeit erheblich herauf, und zwar CaO am stärksten, folgend BaO und dann PbO (Abb. 11).

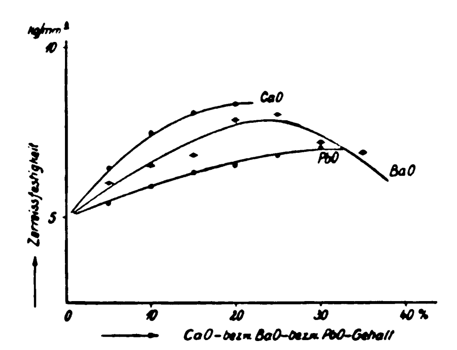


Abb. 11. Zerreißfestigkeit bei Ersatz von SiO_2 durch CaO bzw. BaO bzw. PbO.

Bei CaO und BaO liegt ein Optimum in der Gegend von 25% vor. Leider ließen sich diese Kurven aus den bereits oben angegebenen Gründen nicht bis zu höheren Gehalten an diesen Glasbildnern verfolgen. Bemerkenswert ist, daß BaO, CaO und PbO bezüglich der Zerreißfestigkeit dieselbe Reihenfolge

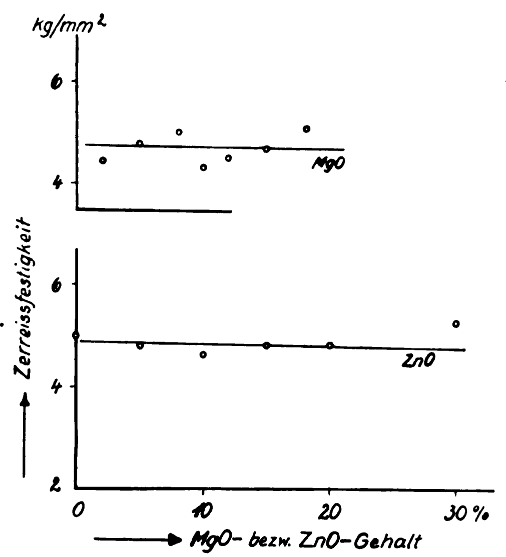


Abb. 12. Zerreißfestigkeit bei Ersatz von SiO_2 durch MgO bzw. ZnO.

ergeben, wie in ihrem Einfluß auf zahlreiche andere Eigenschaften, z. B. die elektrische Leitfähigkeit[9]) und die Entspannungstemperatur.[10]) MgO und ZnO haben nur geringen Einfluß auf die Zerreißfestigkeit (Abb. 12). Die Kurve für MgO ist etwas unsicher, weil die Stäbe nur sehr schlecht rissen, vielmehr meist abknickten.

3. Dreiwertige Glasbildner: Unter den dreiwertigen Glasbildnern zeigt B_2O_3 eine sehr bemerkenswerte Kurve; es liegt hier ein Maximum der Zerreißfestigkeit bei etwa 15% vor (Abb. 13).

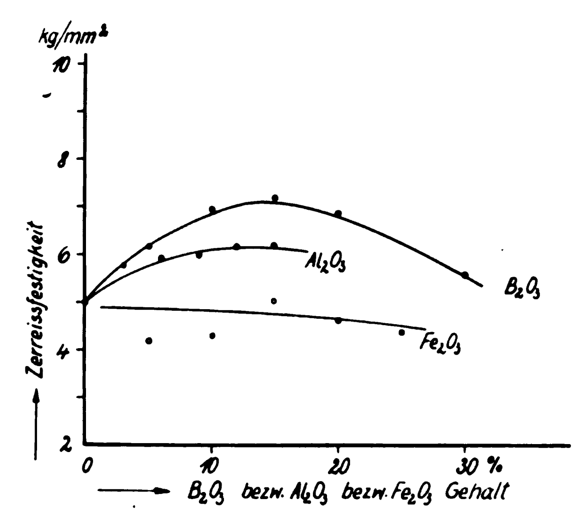


Abb. 13. Zerreißfestigkeit bei Ersatz von SiO_2 durch B_2O_3 bzw. Al_2O_3 bzw. Fe_2O_3.

Dieses Optimum der Zerreißfestigkeit entspricht genau dem günstigsten Verhalten der Borsäuregläser zwischen 12 und 16% Borsäure bezüglich der Löslichkeit, sowie zahlreicher anderer Eigenschaften. Bei jeder physikalischen oder chemischen Eigenschaft scheint in der Tat bei Gläsern mit wachsendem Borsäuregehalt bei bestimmtem, annähernd gleichem Prozentgehalt ein Maximum oder Minimum vorzuliegen.

Al_2O_3 setzt die Zerreißfestigkeit in schwachem Maße herauf; Fe_2O_3 scheint sehr geringen Einfluß auf die Zerreißfestigkeit zu haben.

Um außer diesen qualitativen Angaben auch Zahlenmaterial zu geben, das die Berechnung der Zerreißfestigkeit von Gläsern gegebener Zusammensetzung ermöglicht, sind in der folgenden Tab. 3 für die einzelnen glasbildenden Oxyde wieder die Beträge angegeben, um die sich die Zerreißfestigkeit ändert, wenn man 1% SiO_2 durch 1% des betreffenden Oxydes in einem bestimmten Prozentbereich ersetzt.

Zusammenfassend lassen sich die Oxyde bezüglich des Einflusses auf die Zerreißfestigkeit in folgender Reihenfolge anordnen (nur bis zu einem bestimmten Prozentgehalt):

CaO, B_2O_3 (nur bis etwa 15%), BaO, Al_2O_3, PbO, K_2O, Na_2O, $\underline{SiO_2, MgO, ZnO, Fe_2O_3}$.

Die unterstrichenen Glieder zeigen keine Unter-

9) G. Gehlhoff und M. Thomas, Die physikalischen Eigenschaften der Gläser in Abhängigkeit von der Zusammensetzung. a. a. O.

10) G. Gehlhoff und M. Thomas, Schnellkühlung von Glas. a. a. O.

Tabelle 3.

	0–5%	5–10%	10–15%	15–20%	20–25%	25–30%	30–35%
Na_2O	—	—	+0,01	+0,02	+0,04	+0,06	
K_2O	—	—	—	+0,05	+0,07	—	
MgO	Einfluß sehr gering.						
CaO	+0,28	+0,2	+0,12	+0,05	—	—	
ZnO	Einfluß sehr gering.						
BaO	+0,17	+0,14	+0,12	+0,11	+0,04	−0,08	−0,14
PbO	+0,09	+0,09	+0,08	+0,06	+0,05	+0,04	
B_2O_3	+0,19	+0,13	+0,05	−0,06	−0,14		
Al_2O_3	+0,16	+0,05	+0,03	—	—	—	
Fe_2O_3	Einflüß sehr gering.				—	—	

Tabelle 4.

SiO_2	65%	83%	80,2%	74,7%	71,2%	70,7%
Na_2O	14	14	16,8	16,8	16,8	16,8
K_2O	1	1	1	1	1	1
CaO	—	—	—	5,5	5,5	5,5
MgO	—	—	—	—	3,5	3,5
BaO	20	2	2	2	2	2
Al_2O_3	—	—	—	—	—	0,5
Zerreiß-festigkeit	gem. 4,45	−5·0,11 −5·0,12 −5·0,14 −3·0,17	+2,8·0,02	+5,5·0,28	0	+0,5·0,16 = **3,8**

schiede in ihrem Einfluß auf die Zerreißfestigkeit. Die von Winkelmann und Schott angegebene Reihenfolge (ZnO, SiO_2, B_2O_3, BaO, Al_2O_3, PbO, Na_2O, K_2O) ist dagegen eine völlig andere, insbesondere kommt bei ihr auch nicht das eigentümliche Verhalten der Borsäuregläser zum Ausdruck.

Ebenso wie bei der Dichte wurde auch hier die Berechnung der Zerreißfestigkeit eines gegebenen Glases aus der bekannten eines ähnlich zusammengesetzten Glases versucht (Tab. 4).

Dem berechneten Wert von **3,8** kg/mm² steht ein gemessener von **4,5** kg/mm² gegenüber; die Übereinstimmung ist nicht gut, wahrscheinlich, weil, wie bereits oben bemerkt, der Wert für MgO etwas unsicher ist. Eine weit bessere Übereinstimmung wurde bei der in Tab. 5 ausgeführten Berechnung erzielt.

Tabelle 5.

SiO_2	65%	85%	63%
Na_2O	8	8	8
K_2O	7	7	7
PbO	—	—	22
BaO	20	—	—
Zerreiß-festigkeit	gem. 4,75	−5·0,11 −5·0,12 −5·0,14 −3·0,17	+5·0,09 +5·0,09 +5·0,08 +5·0,06 +2·0,05 = **4,1**

Hier betrug der gemessene Wert ebenfalls **4,1** kg/mm². Die Übereinstimmung ist also recht gut.

4. Biegungsfestigkeit.

Über die Biegungsfestigkeit von Gläsern liegen keine systematischen Untersuchungen vor. Es wurden lediglich gelegentlich Beobachtungen gemacht, so von Kowalski[11]) und Brodmann.[12]) Brodmanns Messungen beziehen sich, ebenso wie die von Kowalski, nur auf ein einziges Glas. Brodmann, der im wesentlichen die Messungen von Kowalski kontrollierte, stellte fest, daß ein Glas mit Feuerpolitur eine wesentlich geringere Biegungsfestigkeit hat, als ein solches, bei dem die Oberflächenschicht durch Abätzen entfernt ist. Auch diese Messungen Brodmanns beziehen sich auf sehr dünne Glasstäbe (etwa 1,8 mm ⌀), bei denen also die Feuerpolitur von wesentlicher Einwirkung sein könnte. Diese Verringerung der Biegungsfestigkeit durch die Feuerpolitur steht in Analogie zu der von Bach[13]) festgestellten Erscheinung, daß Gußeisen mit und ohne Gußhaut erheblich verschiedene Biegungsfestigkeit aufweist; und zwar wird auch hier die Biegungsfestigkeit durch Entfernung der Gußhaut vermehrt. Der gleiche Verfasser stellte ferner fest, daß die Werte für die Biegungsfestigkeit an Gußeisen nicht ganz gleich ausfallen, je nachdem die Versuchsstäbe rechteckigen oder runden Querschnitt haben. Selbst bei gleicher Querschnittsform ist die Biegungsfestigkeit noch

[11]) J. v. Kowalski, Festigkeit des Glases. Wied. Ann. **36** (1889), 307.

[12]) C. Brodmann, Nachrichten von der Kgl. Gesellschaft d. Wissensch. zu Göttingen 1894, 44.

[13]) C. Bach, Elastizität und Festigkeit, Berlin 1911, S. 256.

von der Größe des Querschnittes abhängig, in der Art, daß dickere Stäbe geringere Festigkeit besitzen als dünne. Diese Unstimmigkeiten rühren im wesentlichen daher, daß bei der Ableitung der für die Biegungsfestigkeit in Betracht kommenden Formel Annahmen gemacht werden, die zwar für kleine Durchbiegungen gelten, während ihre Gültigkeit bei großen Durchbiegungen sehr in Frage steht. An neueren Untersuchungen über die Biegungsfestigkeit von Gläsern liegt, soweit wir übersehen können, lediglich eine während dieser Arbeit erschienene größere Versuchsreihe von Graf[14]) über die Festigkeit, insbesondere die Biegungsfestigkeit von Tafelgläsern, vornehmlich auch Drahtgläsern vor. Aus den Resultaten von Graf geht hervor, daß durchgehende Proportionalität zwischen Biegungspfeil und Belastung innerhalb der bei seinen Untersuchungen zu Gebote stehenden Empfindlichkeit bis zum Bruch besteht, eine Bestätigung für die Definition eines spröden Körpers, bei dem die geringste Überschreitung der Elastizitätsgrenze Bruch herbeiführt. Außerdem zeigte Graf, daß Ritzer auf der Glasoberfläche die Biegungsfestigkeit erheblich vermindern, wenn sie auf der Zugseite liegen, daß dagegen Ritzer auf der Druckseite geringen oder gar keinen Einfluß haben. Diese Beobachtung wurde von Ewald[15]) bestätigt. Über den Einfluß der einzelnen Glasbildner auf die Biegungsfestigkeit ist aus den Versuchen von Graf nicht viel zu ersehen, da die Gläser nur wenig verschiedene Zusammensetzung, nämlich die von gewöhnlichem Natron-Kalkgläsern aufweisen, wie sie zur Tafelglasfabrikation benutzt werden.

Unsere Versuchsanordnung war denkbar einfach; der zu untersuchende Stab wurde auf zwei im Abstand von 10 cm voneinander befindliche feststehende Schneiden aufgelegt und mittels eines an einer Schneide hängenden Gefäßes mit zufließendem Quecksilber belastet. Die Auflage erfolgte durch eine Arretiervorrichtung genau in der Mitte. Da die Stäbe gelegentlich nicht ganz rund waren, mußte die für elliptische Stäbe geltende Beziehung gewählt werden:

$$F_b = \frac{P \cdot l}{a^2 b \pi};$$

hierin bedeuten F_b die Biegungsfestigkeit, P das belastende Gewicht, l den Abstand der Schneiden, a die kleine und b die große Achse des Stabes, der immer auf die schwächer gekrümmte Seite der Ellipse gelegt wurde.

Da, wie schon oben bemerkt, die Biegungsfestigkeit in geringem Maße vom Querschnitt abhängt, d. h. also die oben angegebene Formel nicht ganz stimmt, wurde an einem bestimmten Glas (einem zur Glühlampenfabrikation dienenden Bleiglas) die Abhängigkeit der Biegungsfestigkeit von der Größe des Querschnittes genau untersucht. Wie Abb. 14 zeigt, fand sich die schon von Bach

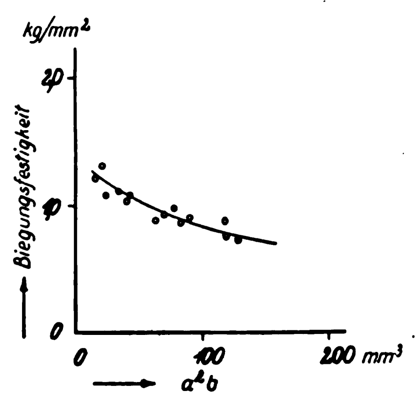


Abb. 14. **Biegungsfestigkeit in Abhängigkeit von den Dimensionen des Querschnitts.**

angegebene Tatsache, daß die Biegungsfestigkeit mit wachsendem Querschnitt ein wenig abnimmt. Um vergleichbare Angaben für verschiedene Gläser zu bekommen, dürfte man demnach nur Stäbe gleichen Durchmessers untersuchen; man müßte sich also auf einen bestimmten Durchmesser festlegen, wie es Bach auch für Metalle vorgeschlagen hat. Da in unserem Falle bei der Beschränktheit des zur Verfügung stehenden Materials nicht von jedem Glas Stäbe eines bestimmten Durchmessers vorhanden waren, so wurden zur Messung einfach die vorhandenen Stäbe benutzt und die so gewonnenen Resultate gemäß Abb. 14 auf eine Normaldimension reduziert. Hierfür wurde ein Wert von $a^2 b = 40$ mm³ gewählt, und zwar lediglich, weil die meisten Stäbe derartige Durchmesser hatten, daß eine Interpolation auf den Wert $a^2 b = 40$ mm³ möglich war.

Die nach diesem Verfahren erhaltenen Werte ließen sich, abgesehen von einigen Gläsern, bei denen kein gutes Stabmaterial vorlag, mit einer Genauigkeit von $\pm 7\%$ reproduzieren.

Ein Einfluß der Oberfläche war bei den benutzten Stäben von 3 bis 5 mm ϕ nicht festzustellen. Stäbe mit Feuerpolitur und solche, bei denen sie durch Ätzen weitgehend entfernt war (durchschnittliche Verminderung des Durchmessers um 0,3 mm), gaben völlig gleiche Werte. So wurden für ein beliebiges Bleiglas folgende Werte erhalten:

	Biegungsfestigkeit
Gespannter Stab	1,26 kg/mm²
Entspannter Stab . . .	1,23 „
Abgeätzter Stab	1,29 „

Dieses von den Ergebnissen Brodmanns abweichende Resultat erklärt sich wieder daraus, daß

[14]) O. Graf, Versuche über die Elastizität und Festigkeit von Glas als Baustoff. Glastechn. Berichte **3** (1925), 155.

[15]) W. Ewald, Beitrag zur Bestimmung der Bruchfestigkeit von Glas und Kristallen. Die Glasindustrie **34** (1925), 3.

bei den vergleichsweise großen Querschnitten unserer Stäbe der Einfluß der Feuerpolitur zurücktritt. Ebenso zeigte sich kein Unterschied, wie aus den Zahlen hervorgeht, in der Biegungsfestigkeit von gespannten und entspannten Gläsern.

Über die an den einzelnen Versuchsreihen gewonnenen Resultaten geben die Abb. 15 bis 19 Aufschluß.

1. Einwertige Glasbildner. Die Alkalien setzen gegen Kieselsäure die Biegungsfestigkeit erheblich herauf, und zwar Natron ein wenig stärker als Kali (Abb. 15). Bemerkenswert ist, daß der

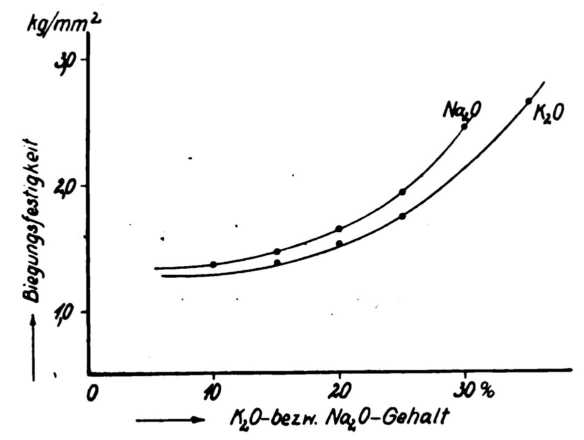


Abb. 15. Biegungsfestigkeit bei Ersatz von SiO_2 durch K_2O bzw. Na_2O.

Einfluß der Alkalien bei geringem Prozentgehalt sehr gering ist, um dann bei größerem Zusatz immer stärker anzusteigen. Bei Ersatz von Na_2O durch K_2O ändert sich die Biegungsfestigkeit nur wenig, insbesondere liegt kein ausgezeichnetes Verhältnis zwischen Na_2O und K_2O vor, bei dem die Biegungsfestigkeit ein Maximum oder Minimum erreichte (Abb. 16).

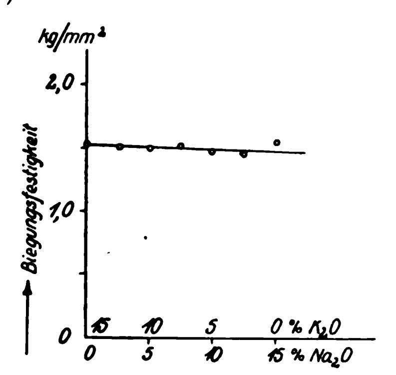


Abb. 16. Biegungsfestigkeit bei Ersatz von K_2O durch Na_2O.

2. Zweiwertige Glasbildner. CaO, BaO und PbO setzen die Biegungsfestigkeit der Gläser stark herauf, und zwar CaO am stärksten, folgend BaO und PbO (Abb. 17). Bemerkenswerterweise ist auch hier die Reihenfolge dieser Oxyde dieselbe, wie bei ihrer Einwirkung auf zahlreiche andere Eigen-

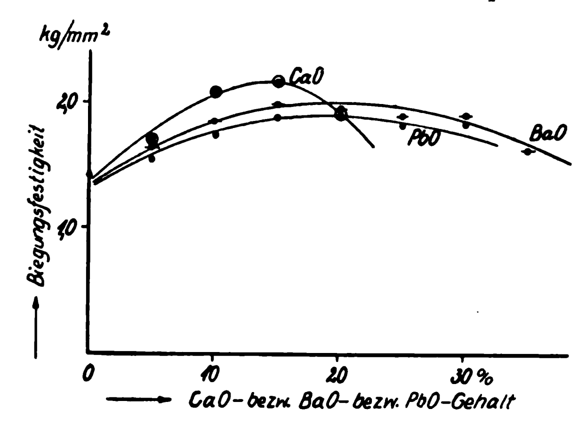


Abb. 17. Biegungsfestigkeit bei Ersatz von SiO_2 durch CaO bzw. BaO bzw. PbO.

schaften. Mit zunehmendem Gehalt an CaO, BaO und PbO wird die Biegungsfestigkeit nicht weiterhin

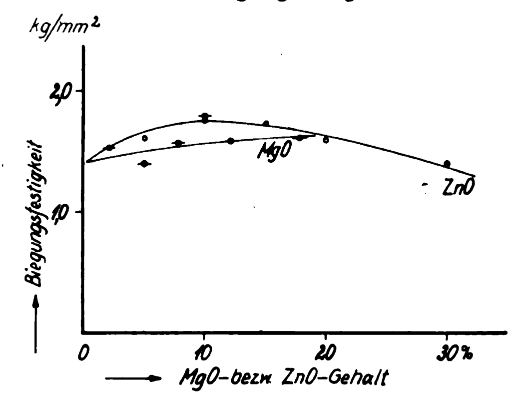


Abb. 18. Biegungsfestigkeit bei Ersatz von SiO_2 durch B_2O_3 bzw. Al_2O_3 bzw. Fe_2O_3.

wie zu Anfang erhöht, vielmehr tritt bei sehr hohem Gehalt an diesen Oxyden eine Abnahme der

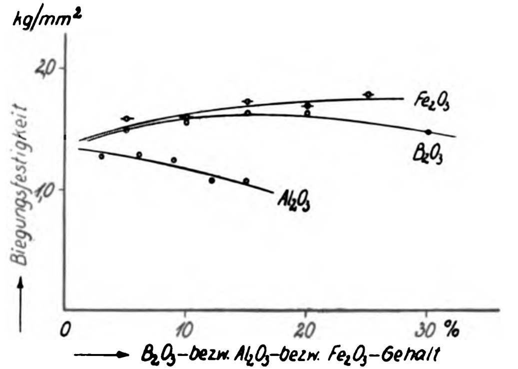


Abb. 19. Biegungsfestigkeit bei Ersatz von SiO_2 durch B_2O_3 bzw. Al_2O_3 bzw. Fe_2O_3.

Biegungsfestigkeit ein. Ein ähnliches Verhalten findet sich bei ZnO (Abb. 18). Durch dieses Oxyd



wird die Biegungsfestigkeit zunächst ein wenig heraufgesetzt, um dann bei größerem Gehalt an ZnO wieder zu fallen. MgO hat nur geringen Einfluß; die Biegungsfestigkeit wird durch Einführung von MgO ein wenig erhöht.

3. Dreiwertige Glasbildner. Durch wachsende Einführung von B_2O_3 wird die Biegungsfestigkeit zunächst ein wenig gesteigert, um bei größerem Gehalt wieder zu sinken (Abb. 19). Es ergibt sich wieder ein Maximum bei etwa 15% B_2O_3-Gehalt. Al_2O_3 setzt die Biegungsfestigkeit durchgehend herab, während sie durch Fe_2O_3 in gleichem Maße erhöht wird.

Ordnet man die Glasbildner nach ihrem Einfluß auf die Biegungsfestigkeit bei geringem Prozentgehalt, so ergibt sich folgende Reihe:

CaO, BaO, PbO, ZnO, MgO, B_2O_3, Fe_2O_3, SiO_2, Al_2O_3.

Die Alkalien sind nicht gut einzuordnen, weil sie bei geringem Prozentgehalt nur sehr geringen, bei hohem Prozentgehalt sehr großen Einfluß haben. Aus Tab. 6, wo in der schon bekannten Weise dargestellt ist, um welchen Betrag sich die Biegungsfestigkeit bei Ersatz von 1% SiO_2 durch 1% eines anderen Glasbildners in einem bestimmten Prozentbereich ändert, geht das sehr verschiedene Verhalten der Alkalien gegenüber den anderen Glasbildnern sehr gut hervor.

Die in Tab. 7 ausgeführte Berechnung der Biegungsfestigkeit eines bestimmten Glases aus der eines ähnlich zusammengesetzten zeigt gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Werte.

Gemessen wurde **1,47** kg/qmm.

5. Druckfestigkeit.

Die ersten systematischen Messungen über die Druckfestigkeit von Gläsern in Abhängigkeit von der Zusammensetzung wurden wiederum von Winkelmann und Schott[16]) ausgeführt. Wie bei allen ihren Untersuchungen verwandten sie auch hier Gläser mit sehr vielen Komponenten und sehr verschiedener chemischer Zusammensetzung und versuchten dann, um über den Einfluß der einzelnen glasbildenden Oxyde auf die Druckfestigkeit einigen Aufschluß zu gewinnen, unter der Annahme eines linearen Zusammenhanges Koeffizienten für die Oxyde zu berechnen. Außerdem stellten sie fest, daß das Verhältnis von Druck- und Zerreißfestigkeit bei ihren Gläsern nicht, wie sie vermuteten, eine Konstante war; sie schoben die großen Unterschiede in den erhaltenen Werten für das Verhältnis von Druck- und Zerreißfestigkeit auf die sehr mannigfache Zusammensetzung der Gläser. Auch die Differenzen zwischen den beobachteten und den aus den Koeffizienten berechneten Werten sind verhältnismäßig groß. An neueren Untersuchungen liegen einige Messungen von Graf an einem Kristallglas vor.[17])

Während Winkelmann und Schott zu ihren Versuchen Glaswürfel von etwa 6 mm Kantenlänge verwandten, benutzten wir der Einfachheit halber 1½ bis 2 mm dicke quadratische Glasplättchen von etwa 4 mm Kantenlänge. Diese Plättchen waren aus großen gestreckten Glasplatten mit feuerpolierter Oberfläche mit dem Diamanten heraus-

[16]) a. a. O.
[17]) O. Graf, a. a. O.

Tabelle 6.

	0–5%	5–10%	10–15%	15–20%	20–25%	25–30%	30–35%
Na_2O	—	—	+0,018	+0,036	+0,06	+0,10	—
K_2O	—	—	—	+0,028	+0,044	+0,076	+0,104
MgO	+0,024	+0,014	+0,006	0	—	—	—
CaO	+0,08	+0,06	+0,024	−0,05(?)	−0,026		—
ZnO	+0,04	+0,02	0	−0,016	—	—	—
BaO	+0,06	+,0046	+0,024	0	−0,004	−0,018	−0,038
PbO	+0,046	+0,036	+0,026	+0,006	−0,005	−0,016	—
B_2O_3	+0,025	+0,02	+0,014	0	−0,020		—
Al_2O_3	−0,014	−0,014	−0,014	—	—	—	—
Fe_2O_3	+0,011	+0,011	+0,011	—	—	—	—

Tabelle 7.

SiO_2	65%	83%	80,2%	74,7%	71,2%	70,7%
Na_2O	14	14	16,8	16,8	16,8	16,8
K_2O	1	1	1	1	1	1
CaO	—	—	—	5,5	5,5	5,5
MgO	—	—	—	—	3,5	3,5
BaO	20	2	2	2	2	2
Al_2O_3	—	—	—	-	-	0,5
Biegungsfestigkeit	gem. 1,50	−5·0,024 −5·0,046 −3·0,06	+2,8·0,036	+5,5·0,08	+3,5·0,024	−0,5·0,014 = **1,59**

geschnitten, ihre Oberfläche wurde nicht weiter bearbeitet. Zur Untersuchung wurden aus einer größeren Anzahl von geschnittenen Plättchen etwa 20 Stück von möglichst quadratischem Querschnitt herausgesucht; event. vorspringende Kanten wurden abgeschliffen. Die Ausmessung der Dimensionen geschah mit einem Mikrometer. Als Druckapparat diente eine hydraulische Presse, deren Manometer Druckunterschiede von 20 kg gut ablesen ließ. Die

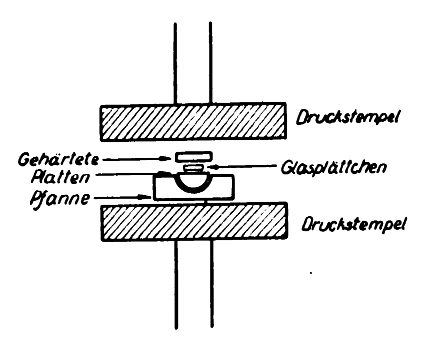


Abb. 20. Vorrichtung zur Bestimmung der Druckfestigkeit von Gläsern.

Plättchen wurden nach der in Abb. 20 skizzierten Art zwischen glasharte Stahlplatten gelegt; die untere Platte lag mit ihrer halbkugeligen, hochpolierten Unterfläche in einer passenden, ebenfalls gehärteten Pfanne. Diese Anordnung gewährleistete einen möglichst senkrechten Druck auf die Oberfläche des Glasplättchens, da sich die Halbkugel in der Pfanne sehr leicht drehte. Die beiden

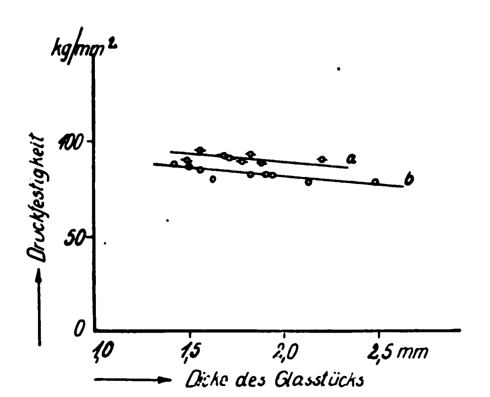


Abb. 21. Druckfestigkeit in Abhängigkeit von der Dicke des Glasstückes.
a) **entspanntes,** *b*) **gespanntes Glas.**

gehärteten Platten, auf denen beim Pressen von sehr widerstandsfähigen Gläsern gelegentlich Eindrücke hervorgerufen wurden, wurden sehr oft neu gehärtet, abgeschliffen und poliert. Diese Maßnahme erwies sich als durchaus notwendig, da bei geringen Verletzungen der Oberfläche erheblich niedrigere Druckwerte als gewöhnlich erhalten wurden. Die Pressung der Glasplättchen wurde so weit getrieben, bis das Glasstück unter lautem Knall zu Staub zersprengt wurde. Es war erforderlich, den Beobachter durch einen Schirm zu schützen. Trat vorher ein Bruch im Plättchen auf, was sich durch ein knackendes Geräusch anzeigte, so fiel der beim nachherigen Zersprengen abgelesene Druckwert stets niedriger als gewöhnlich aus. Diese Werte wurden daher ausgeschieden. Trotz aller dieser Vorsichtsmaßregeln traten gelegentlich Abweichungen vom Mittelwert bis zu 15% auf. In der Regel lag der Fehler innerhalb 5%. Die angegebenen Werte stellen im allgemeinen Mittelwerte von etwa 20 Messungen dar.

Da die Dicke der zu untersuchenden Glasplättchen von 1,5 bis 2 mm schwankte, wurde in einer Voruntersuchung die Abhängigkeit der Druckfestigkeit von der Plattendicke an einem Glas gesondert festgestellt. Wie Abb. 21 Kurve b, die sich auf gespannte Glasplättchen bezieht, zeigt, nimmt die Druckfestigkeit mit wachsender Plattendicke ein wenig ab. Es lag nahe anzunehmen, daß diese Abnahme der Druckfestigkeit mit wachsender Dicke

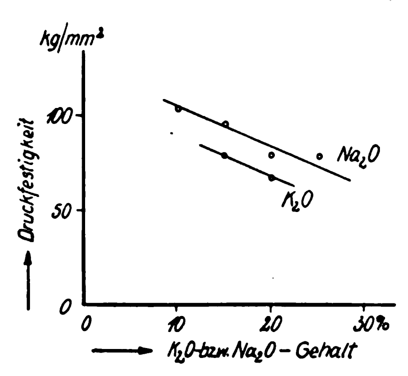


Abb. 22. Druckfestigkeit bei Ersatz von SiO_2 durch K_2O bzw. NaO_2.

durch die größere Spannung in dicken Glasstücken bedingt ist. Daher wurde dieselbe Untersuchung auch für entspanntes Glas ausgeführt. Indessen zeigt gemäß Abb. 21, Kurve a entspanntes Glas dieselbe Abhängigkeit der Druckfestigkeit von der Plattendicke. Bei den folgenden Untersuchungen an den Versuchsgläsern verwandten wir das Glas in dem Zustande, wie es vorlag, nämlich in gespanntem. Um von der Plattendicke unabhängig zu sein, wurden zur Untersuchung Glasplättchen von 1,5 bis 2 mm Dicke ausgesucht.

Die an den Versuchsgläsern erhaltenen Resultate sollen im folgenden an Hand der Figuren kurz ausgeführt werden:

1. Einwertige Glasbildner. Bei weitem den stärksten Einfluß auf die Druckfestigkeit haben die Alkalien. Beide setzen die Druckfestigkeit herab, Kali stärker als Natron (Abb. 22). Gemischte Alkaligläser zeigen Druckfestigkeitswerte, die zwischen denen der Gläser mit nur einem Alkali liegen. Ein Maximum oder Minimum, wie bei anderen Eigen-



schaften für gemischte Alkaligläser, ist hier nicht erkennbar (Abb. 23).

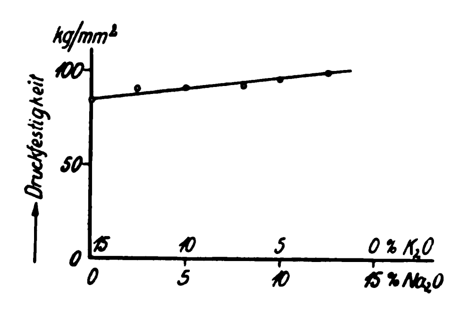


Abb. 23. Druckfestigkeit bei Ersatz von K_2O durch Na_2O.

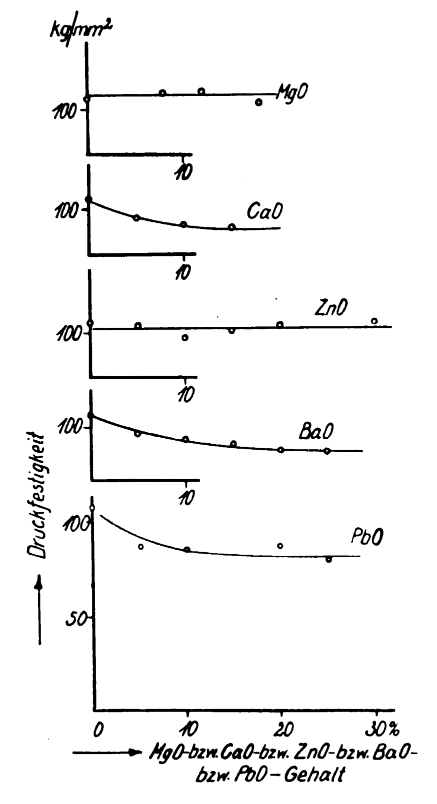


Abb. 24. Druckfestigkeit bei Ersatz von SiO_2 durch MgO bzw. CaO bzw. ZnO bzw. BaO bzw. PbO.

2. Zweiwertige Glasbildner. Von den zweiwertigen Glasbildnern haben MgO und ZnO nur geringen Einfluß auf die Druckfestigkeit. CaO, BaO und PbO hingegen setzen die Druckfestigkeit stark herab, und zwar annähernd in gleichem Maße (Abb. 24).

3. Dreiwertige Glasbildner. Durch B_2O_3 wird die Druckfestigkeit schwach herabgesetzt. Ein Maximum oder Minimum bei etwa 15% B_2O_3 scheint

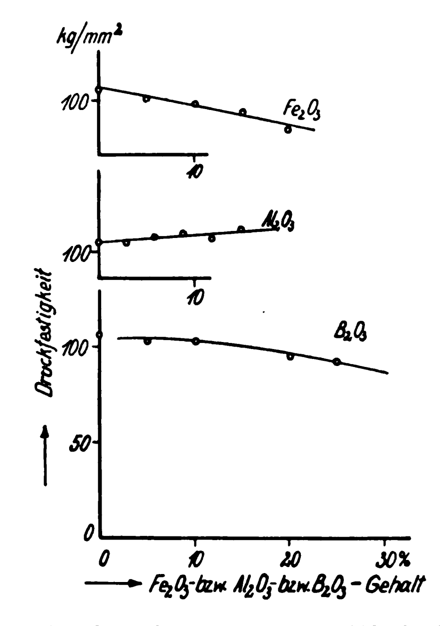


Abb. 25. Druckfestigkeit bei Ersatz von SiO_2 durch Fe_2O_3 bzw. Al_2O_3 bzw. B_2O_3.

nicht vorzuliegen. Al_2O_3 setzt die Druckfestigkeit ein wenig herauf, während Fe_2O_3 die Druckfestigkeit erheblich verringert (Abb. 25).

In beifolgender Tab. 8 ist wiederum angegeben, um welchen Betrag sich die Druckfestigkeit ändert, wenn man 1% SiO_2 durch 1% eines anderen glasbildenden Oxyds innerhalb eines bestimmten Prozentbereiches ersetzt.

Wie aus diesen Zahlen hervorgeht, ordnen sich die Oxyde bezüglich ihres Einflusses auf die Druckfestigkeit in folgender Reihenfolge:

Tabelle 8.

Proz.-Geh.	0—5%	5—10%	10—15%	15—20%	20—25%	25—30%
Na_2O	—	—	−1,6	−2,2	−2,6	—
K_2O	—	—	—	−2,4	—	—
MgO		Sehr gering.				
CaO	−2,0	−0,8	−0,2	—	—	—
ZnO		Sehr gering.				
BaO	−1,4	−0,8	−0,5	−0,3	−0,3	—
PbO	−2,0	−1,1	−0,4	−0,3	−0,2	—
B_2O_3	0	0	−0,5	−0,7	−0,8	—
Al_2O_3	+0,25	+0,25	+0,25	—	—	—
Fe_2O_3	−0,5	−0,6	−0,8	−1,4	—	—



Tabelle 9.

SiO_2	65%	83%	80,2%	74,7%	71,2%	70,7%
Na_2O	14	14	16,8	16,8	16,8	16,8
K_2O	1	1	1	1	1	1
CaO	—	—	—	5,5	5,5	5,5
MgO	—	—	—	—	3,5	3,5
BaO	20	2	2	2	2	2
Al_2O_3	—	—	—	—	—	0,5
Druckfestigkeit	gem. 100	$+5\cdot0,3$ $+5\cdot0,5$ $+5\cdot0,8$ $+3\cdot1,4$	$-2,8\cdot2,2$	$-5,5\cdot2,0$	0	$+0,5\cdot0,25$ = **95** kg/mm²

Al_2O_3, SiO_2, MgO, ZnO, B_2O_3, Fe_2O_3, BaO, CaO, PbO, Na_2O, K_2O.

Die unterstrichenen Glieder sind wiederum nahezu gleichwertig.

Ein Vergleich der für die Druckfestigkeit erhaltenen Ergebnisse mit denen für die Zerreißfestigkeit zeigt auf den ersten Blick, daß durchaus keine Proportionalität zwischen Zerreiß- und Druckfestigkeit besteht, wie Winkelmann und Schott es vermuteten. Im Gegenteil scheint der Einfluß der einzelnen glasbildenden Oxyde auf die Zerreiß- und Druckfestigkeit gerade entgegengesetzt zu sein. Während Na_2O und insbesondere K_2O die Zerreißfestigkeit heraufsetzen, drücken die beiden Alkalien die Druckfestigkeit erheblich herab, und zwar bezeichnenderweise Kali stärker als Natron. Ebenso ist es mit CaO, BaO und PbO, welche die Druckfestigkeit herabsetzen, während sie die Zerreißfestigkeit erhöhen.

In gleicher Weise wie bei den übrigen Eigenschaften wurde auch hier die Berechnung der Druckfestigkeit eines gegebenen Glases versucht (Tab. 9). Gemessen wurde **93** kg/mm²; die Übereinstimmung ist als gut zu bezeichnen.

6. Schlagfestigkeit.

Zur Charakterisierung der Sprödigkeit von Gläsern ist von Föppl[18]) die Messung der Schlagfestigkeit vorgeschlagen worden. Als Maß für die Widerstandsfähigkeit gegen Stoß nimmt er die gesamte, zum Zertrümmern erforderliche Schlagarbeit pro Kubikzentimeter. Den Quotienten aus Druckfestigkeit und aufgewandter Schlagarbeit sieht er als maßgebend für die Sprödigkeit an. Föppls Untersuchungen beziehen sich auf eine Reihe von Schottschen Fabrikationsgläsern, für die er sehr verschiedene Sprödigkeitsverhältniszahlen erhält, die im Verhältnis von 1 : 10 variieren.

Auch Graf[19]) beschäftigte sich gelegentlich seiner schon mehrfach genannten Versuche über die Festigkeit von Glas als Baustoff mit der Widerstandsfähigkeit von Gläsern bei Beanspruchung durch Schlag. Seine sehr ausführlich wiedergegebenen Versuche, die mit einem Fallwerk ausgeführt wurden, zeigen, daß für Schlagfestigkeit nur sehr schwer exakte Zahlen zu erhalten sind. In den angegebenen Daten finden sich Abweichungen vom Mittelwert bis zu ± 50%. Eine eingehende Betrachtung der Rißbilder bei der Zerstörung der Gläser gab das sehr bemerkenswerte Resultat, daß ein Glasstück, das schon bei geringer Schlagarbeit zerstört wird, nur wenige Risse aufweist; ein Stück aus derselben Glasart hingegen, welches große Schlagarbeit aushält, wird von zahlreichen Sprüngen durchzogen.

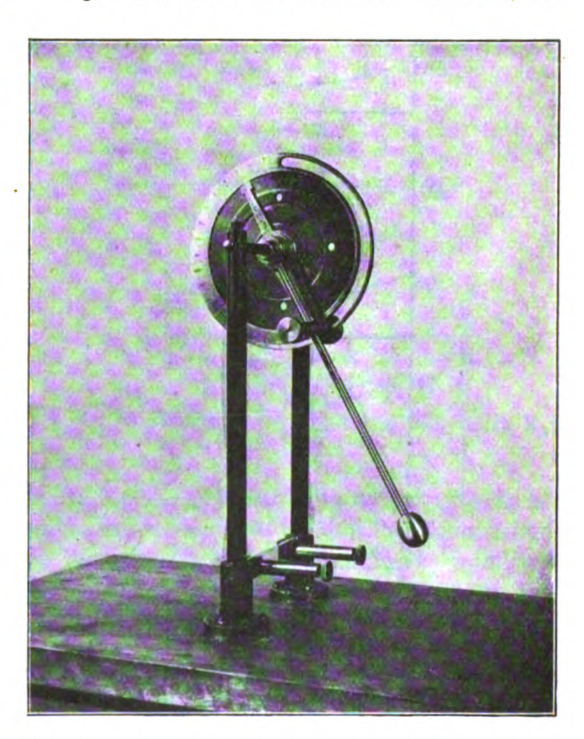


Abb. 26. Apparat zur Bestimmung der Schlagfestigkeit.

Die genannten Untersuchungen lassen leider keinen Zusammenhang der Schlagfestigkeit mit der Zusammensetzung erkennen, Föppls Versuche, weil sie sich wieder auf Fabrikationsgläser sehr verschiedener Zusammensetzung beziehen, Grafs

[18]) A. Föppl, Die Sprödigkeit von Glas, Ber. München 1911, 505.

[19]) O. Graf, a. a. O.

Arbeit, weil die untersuchten Gläser durchweg nahezu dieselbe Zusammensetzung haben, wie schon oben erwähnt.

Wir führten unsere Schlagversuche mit einem kleinen Pendelschlagwerk (Abb. 26) aus; als Versuchsmaterial benutzten wir Glasplatten von $7 \times 1,5$ cm und ungefähr 2 mm Dicke. Die Plättchen waren, wie aus der Abb. 26 ersichtlich ist, in ihrer Lage durch sehr starke Federn mit breiten Auflageflächen festgehalten, so daß die freistehende Fläche der Glasplatten nur $5 \times 1,5$ cm betrug. Als Maß für die Schlagfestigkeit ist die zum Zerstören des Glasplättchens aufgewandte Energie angegeben, die sich nach bekannten Gesetzen zu $g(1 - \cos\varphi)\Sigma\, m\, r$ ergibt (m Massen der Pendelteile, r Abstand der Massen vom Drehpunkt, g Schwerebeschleunigung, φ Ausschlagwinkel). Die Dämpfung, die bei einer Viertelschwingung 1% im Winkel ausmachte, wurde berücksichtigt. Die so definierte Schlagfestigkeit ist natürlich stark von der Dicke der Glasplatten abhängig. Abb. 27 zeigt

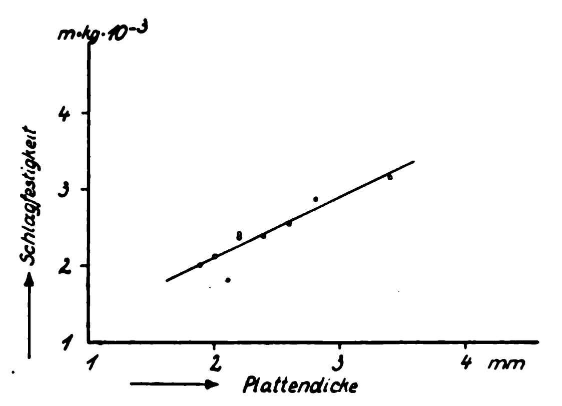


Abb. 27. Schlagfestigkeit in Abhängigkeit von der Plattendicke.

diese Abhängigkeit der Schlagfestigkeit von der Dicke bei einem Fabrikationsglase. Um vergleichbare Werte zu erhalten, wurden zur Bestimmung der Schlagfestigkeit stets Glasplatten von 2 mm Dicke benutzt. Wenn nicht gerade Gläser der vorgeschriebenen Dicke vorhanden waren, so wurden Gläser anderer Dicke zu den Versuchen benutzt und die Schlagwerte auf 2 mm Dicke analog Abb. 27 interpoliert.

Weitere Vorversuche zeigten, daß die Resultate ungenauer ausfallen, wenn man die mit dem Diamanten ausgeschnittenen Glasplatten mit den Ritzstellen auf die Zugseite bringt, während man bessere Werte erhält, wenn die Ritzer auf der Druckseite liegen. Auch in diesem Fall ist die Übereinstimmung der Werte durchaus nicht als gut zu bezeichnen. Gelegentliche Abweichungen der Einzelwerte vom Mittelwert bis $\pm 30\%$ müssen in Kauf genommen werden. Gleichwohl läßt sich bei genügender Häufung der Versuche bei gutem Glasmaterial (schlierenfrei) eine Übereinstimmung im Mittelwert bis $\pm 2\%$ erhalten. Manche unserer Versuchsgläser waren leider in dem hier benötigten Maße nicht einwandfrei; die Fehler sind infolgedessen hier bedeutend größer.

Großen Einfluß scheint die Feuerpolitur der Gläser zu haben. So ergab sich für ein gewöhnliches Fensterglas unbekannter Herkunft von 2 mm Dicke eine Schlagfestigkeit von $1,86\ \text{mkg} \cdot 10^{-3}$, während

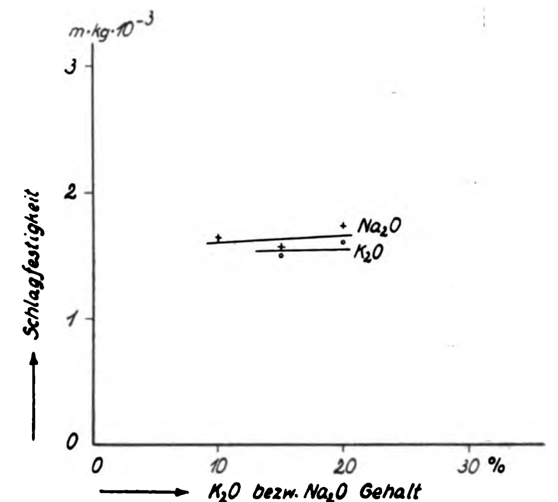


Abb. 28. Schlagfestigkeit bei Ersatz von SiO_2 durch K_2O bzw. Na_2O.

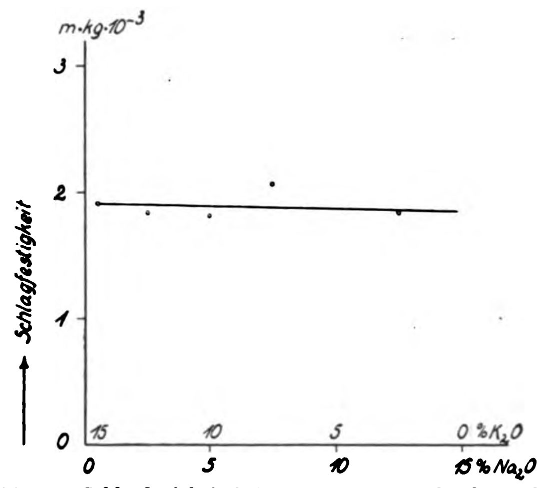


Abb. 29. Schlagfestigkeit bei Ersatz von K_2O durch Na_2O.

man für geätzte Proben von 2 mm Dicke $2,67\ \text{mkg} \cdot 10^{-3}$ erhält. Diese Verfestigung durch Abätzen der Oberfläche wurde an mehreren Gläsern in gleicher Weise beobachtet. Keinen Einfluß hingegen hat die Spannung der Gläser von der Größenordnung, wie sie sich bei unseren Glasplatten vorfand. Es wurden z. B. für ein Fabrikationsglas folgende Werte erhalten:

gespannt $2,15\ \text{m/kg} \cdot 10^{-3}$,
entspannt $2,10\ \text{m/kg} \cdot 10^{-3}$.

Die an unseren Gläsern erhaltenen Resultate gehen aus den Abb. 28 bis 31 hervor.

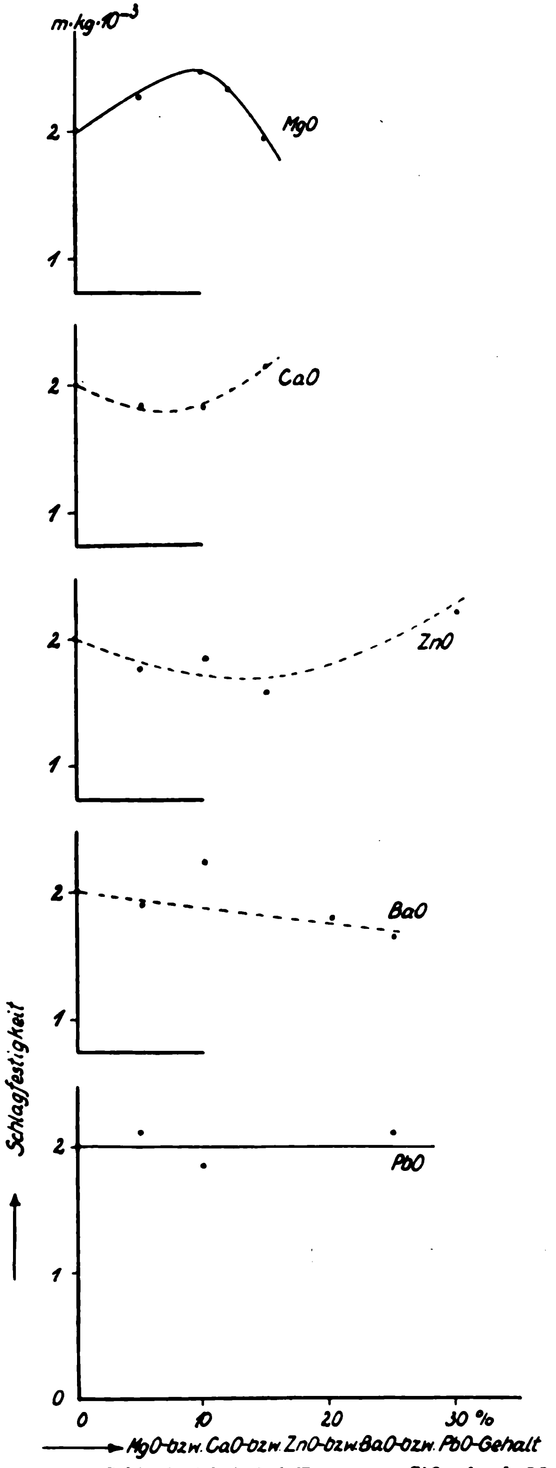


Abb. 30. Schlagfestigkeit bei Ersatz von SiO_2 durch MgO bzw. CaO bzw. ZnO bzw. BaO bzw. PbO.

Einwertige Glasbildner. Die Alkalien scheinen die Schlagfestigkeit ein wenig heraufzusetzen (Abb. 28), ein ausgezeichnetes Verhältnis zwischen Kali und Natron bei gemischten Alkaligläsern liegt nicht vor (Abb. 29).

Zweiwertige Glasbildner. Bei den zweiwertigen Glasbildnern (Abb. 30) lassen sich sehr schwer bestimmte Angaben machen. CaO, ZnO, BaO und PbO scheinen nur geringen Einfluß zu

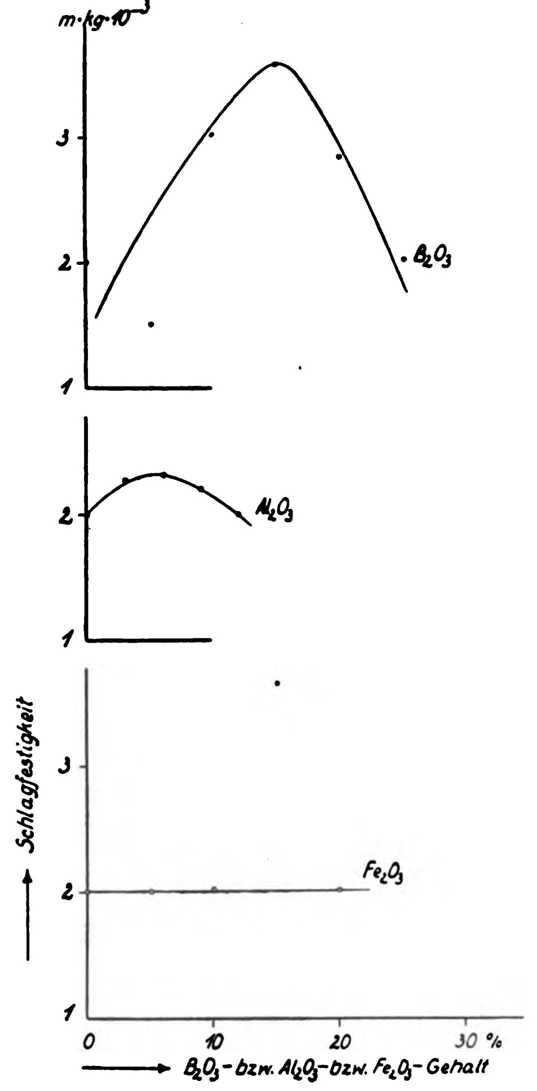


Abb. 31. Schlagfestigkeit bei Ersatz von SiO_2 durch B_2O_3 bzw. Al_2O_3 bzw. Fe_2O_3.

haben, während ein Zusatz von MgO bis zu 10% die Schlagfestigkeit sichtlich erhöht.

Dreiwertige Glasbildner. Die einzige Kurve, bei der sich eine sehr starke Änderung der Schlagfestigkeit mit der Zusammensetzung erkennen läßt, ist die der Borsäuregläser (Abb. 31). Die Schlagfestigkeit steigt bis zu 15% B_2O_3 erheblich an, um dann wiederum zu sinken. Al_2O_3 scheint ebenfalls die Schlagfestigkeit bis zu einem be-

stimmten Prozentsatz an Al_2O_3 zu erhöhen. Ein Einfluß von Fe_2O_3 ist nicht erkennbar; einer von den Punkten, die Schlagfestigkeit bei 15% Fe_2O_3-Gehalt, fällt bei 27 Einzelmessungen, die untereinander gut übereinstimmen, ohne erkennbare Ursache ganz heraus, obwohl sich bei den übrigen mechanischen Eigenschaften der Punkt unter Benutzung derselben Schmelze gut einordnet.

Im ganzen sind diese Resultate nicht sehr befriedigend, weshalb wir von der Aufstellung einer tabellarischen Übersicht absehen und die Resultate nur als eine mehr qualitative Übersicht angesehen wissen wollen. Wenn auch hinzugefügt werden muß, daß bei Anwendung guten und gleichmäßigen Materials die angewandte Methode recht gute Werte liefert, so ist doch zu berücksichtigen, daß in der Praxis gerade die fehlerhaften Stellen dem Stoß nachgeben werden und die maximale Schlagfestigkeit daher nur theoretisches Interesse hat.

7. Ritzhärte.

Die Frage der Härte von Gläsern wurde zum ersten Male von F. Auerbach[20]) einer eingehenden Untersuchung unterzogen. Die verschiedenen Verfahren zur Härteprüfung beruhen darauf, daß man einen Körper bestimmter Form in irgendeiner genau definierten Art auf den Probekörper wirken läßt. Wählt man den einwirkenden Körper aus demselben Material wie den Probekörper, so erhält man Werte, die von den Eigenschaften des Probekörpers allein abhängen, während im anderen Falle auch Eigenschaften des einwirkenden Körpers in Betracht kommen. Von diesem Gedanken ausgehend untersuchte Auerbach experimentell die Wechselwirkung zwischen einer Glasplatte und einer Glaskugel aus demselben Material unter Druck, eine Aufgabe, die vorher von Hertz[21]) schon theoretisch erledigt worden war. Auerbach bestätigte die Theorie von Hertz. Durch experimentelle und theoretische Weiterentwicklung der Kugeldruckprobe gelangte Auerbach zu einem experimentell bestimmbaren Ausdruck, den er für die Härte als charakteristisch ansieht. Die nach diesem Verfahren gewonnenen Werte für die Härte von Gläsern zeigen jedoch mit den Werten für dieselben Gläser, die er durch ein Ritzverfahren erhielt, keine durchgehende Übereinstimmung.

Dieses Ritzverfahren bestand darin, daß er sich von den zu untersuchenden Gläsern Brocken mit möglichst starken Spitzen herstellte und jedes Glas unter möglichst großem Druck mit einem jeden anderen ritzte. Durch mikroskopische Untersuchung gelang es ihm, wenn auch nur auf Grund von Schätzungen, seine Versuchsgläser eindeutig bezüglich ihrer aktiven und ihrer passiven Ritzhärte in eine Reihe zu ordnen.

Wir wandten bei unseren Messungen nicht die Kugeldruckprobe an, wir beschränkten uns vielmehr, da es uns darauf ankam, die Gläser bezüglich ihrer Schleifbarkeit zu charakterisieren, und da für den Schleifprozeß die Ritzhärte maßgeblich ist, auf das Ritzverfahren, jedoch in einer gegenüber den Auerbachschen Messungen infolge der Entwicklung der Meßtechnik wesentlich vervollkommneten Form. Wir benutzten den Ritzhärtemesser von Martens, der es gestattet, einen Diamanten unter stets gleichbleibendem Druck und in gleicher Richtung auf eine Glasplatte wirken zu lassen, die durch ein Schlittenwerk unter dem Diamanten hergezogen wird. Der kegelförmig zugeschliffene Diamant mit einem Kegelwinkel von 90° erzeugt hierbei auf der Platte Striche, die je nach der Härte des Glases verschieden tief und wegen der konischen Form des Diamanten daher auch verschieden breit ausfallen. Die Breite der Striche kann unter dem Mikroskop mit einem Okularmikrometer bequem nachgemessen werden. Da nun ein Diamant nicht ganz genau konisch zugeschliffen werden kann, würde sich eine exakte Messung nur in der Art ausführen lassen, daß man den Diamanten unter verschiedener Belastung auf das Versuchsmaterial einwirken läßt und jeweils die Belastung feststellt, die einer bestimmten Strichbreite (event. durch Interpolation zu ermitteln) entspricht. Jedoch ist dieses Verfahren äußerst langwierig; man verfährt daher kürzer, allerdings auch etwas ungenauer, in der Art, daß man den Diamanten stets unter gleicher Belastung einwirken läßt und die Strichbreiten vergleicht. Als Maß für die Härte wählt man in diesem Falle zweckmäßig den Reziprokwert der Strichbreiten, angegeben in 1/mm. Wegen des außerordentlich großen Versuchsmaterials beschränkten wir uns auf diese einfache Probe, die, wie die Resultate zeigen, immerhin ein recht gutes Bild gibt. Der Diamant ritzte bei allen Messungen unter einer Belastung von 20 g; dieser mittlere Wert wurde gewählt, weil bei stärkerer Belastung die Striche häufig muschelige Aussprünge zeigten, während bei geringerer Belastung die Striche sehr schmal und daher auch sehr schwer meßbar waren. Bei der gewählten Belastung lagen die Ritzbreiten zwischen 0,0039 und 0,0091 mm.

Voruntersuchungen zeigten, daß, wie zu er-

---

[20]) Zusammenfassendes: Hovestadt, Jenaer Glas. Jena 1900, S. 174ff. — Einzelarbeiten: Absolute Härtemessung. Götting. Nachr. 6. Dez. 1890. — Absolute Härtemessung. Ann. d. Phys. u. Chem. **43** (1891), 61. — Härte, Sprödigkeit und Plastizität. Verhandl. d. Ges. Dtsch. Naturf. u. Ärzte 1891. — Über Härtemessung, insbesondere an plastischen Körpern. Ann. d. Phys. u. Chem. **45** (1892), 262. — Plastizität und Sprödigkeit. l. c. **45** (1892), 277. — Über die Härte- und Elastizitätsverhältnisse des Glases. l. c. **53** (1894), 1000. — Die Härteskala in absolutem Maße. l. c. **58** (1896), 357.

[21]) H. Hertz, Über die Berührung fester elastischer Körper. Journ. f. d. reine u. angew. Mathematik **92** (1882), 156.

warten war, die Feuerpolitur von ganz wesentlichem Einfluß auf die Ritzhärte ist. Gläser, deren Schleifhärte nach praktischen Erfahrungen als sehr verschieden bekannt ist, gaben bei Anritzung der feuerpolierten Oberfläche einen geringen Unterschied in der Ritzhärte; erst wenn die Feuerpolitur entfernt war, ergaben sich die zu erwartenden großen Unterschiede. Infolgedessen wurden alle Proben von der Feuerpolitur durch Abätzen befreit. Die Meßgenauigkeit betrug $\pm 1^1/_2$%. Die an den einzelnen Versuchsgläsern gewonnenen Resultate sollen im folgenden an Hand der Abbildungen erläutert werden:

1. Einwertige Glasbildner. Die Alkalien setzen die Ritzhärte stark herab, wie überhaupt in jedem Falle die Alkalien den stärksten Einfluß auf die physikalischen und chemischen Eigenschaften ausüben; Natrongläser sind hierbei weicher als Kaligläser (Abb. 32). Bei Mischgläsern, die beide

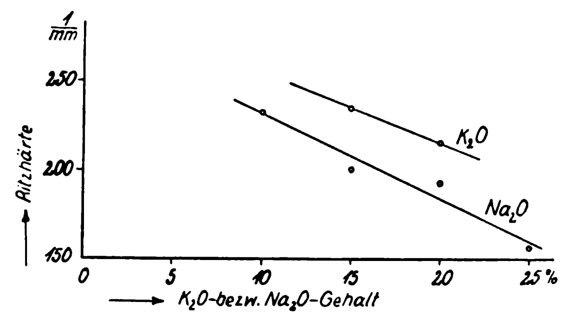


Abb. 32. Ritzhärte bei Ersatz von SiO_2 durch K_2O bzw. Na_2O.

Alkalien enthalten, ergibt sich für die Ritzhärte ein ausgesprochenes Minimum. Abb. 33a zeigt diese

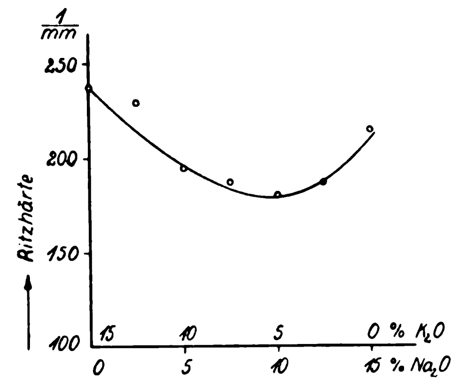


Abb. 33a. Ritzhärte bei Ersatz von K_2O durch Na_2O.

Erscheinung sehr schön an einer Reihe, in der Kali durch Natron ersetzt wurde, von folgender Zusammensetzung:

SiO_2 . . .	65%
$K_2O + Na_2O$	15%
BaO . . .	20%.

Das Minimum liegt in diesem Falle bei einer Zusammensetzung von

$$10\% \text{ Natron} + 5\% \text{ Kali}.$$

Bemerkenswert ist, daß das Minimum bei dem gleichen Prozentverhältnis zwischen den beiden Alkalien auftritt, bei dem auch die Erweichungstemperatur (Entspannungstemperatur) ein Minimum aufweist. Zum Vergleich ist in Abb. 33b die Kurve

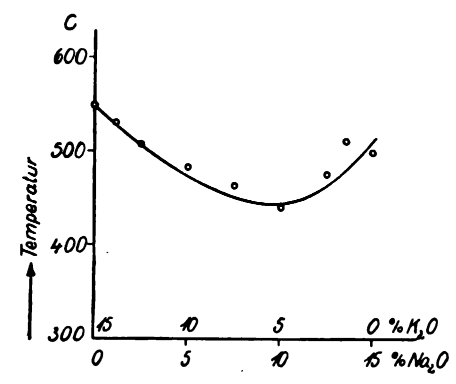


Abb. 33b. Entspannungstemperatur bei Ersatz von K_2O durch Na_2O.

der Entspannungstemperaturen der gleichen Gläser eingetragen. Überhaupt scheint eine weitgehende Analogie zwischen thermischer und mechanischer Härte zu bestehen. Zwischen der Lage dieses ausgezeichneten Verhältnisses beider Alkalien zueinander bei der Ritzhärte und der das Optimum der Isolationsfähigkeit bezeichnenden entsprechenden Lage bei der Leitfähigkeit[22]) besteht indessen keine Beziehung. Hier liegt das Alkaliverhältnis des Optimums für die gleiche Gläserreihe bei

$$12^1/_2\% \; K_2O + 2^1/_2\% \; Na_2O \, .$$

Zweiwertige Glasbildner. MgO, ZnO und BaO setzen die Ritzhärte beträchtlich herauf (Abb. 84). Daß auch BaO die Ritzhärte heraufsetzt, war überraschend, weil dies der allgemein herrschenden Ansicht über den Einfluß von BaO auf die Schleifhärte widerspricht. PbO setzt, gleichfalls entgegen der allgemeinen Anschauung, die Ritzhärte nur mäßig herab.

3. Dreiwertige Glasbildner. Die bekannte Tatsache, daß Gläser durch Einführung auch nur einiger Prozente B_2O_3 mechanisch sehr hart werden, was schon beim Ritzen mit der Feile und nachherigem Zerbrechen deutlich zu merken ist, wurde durch die Ritzhärteprüfung an Borsäuregläsern bestätigt (Abb. 35). Indessen steigt die Härte bei Gläsern mit wachsendem Borsäuregehalt nur bis 15% B_2O_3 an. Bei weiter steigendem Borsäuregehalt fällt die Ritzhärte ebenso stark, wie sie

[22]) G. Gehlhoff und M. Thomas, Die physikalischen Eigenschaften der Gläser. I. Über das elektrische Leitvermögen von Gläsern. Ztschr. f. techn. Physik 6 (1925), 544.



vorher gestiegen war. Dieses Maximum der Ritzhärte bei etwa 15% entspricht einem Extremum der meisten physikalischen und chemischen Eigenschaften bei diesem Prozentgehalt. Al_2O_3 und Fe_2O_3 setzen die Ritzhärte ein wenig herauf.

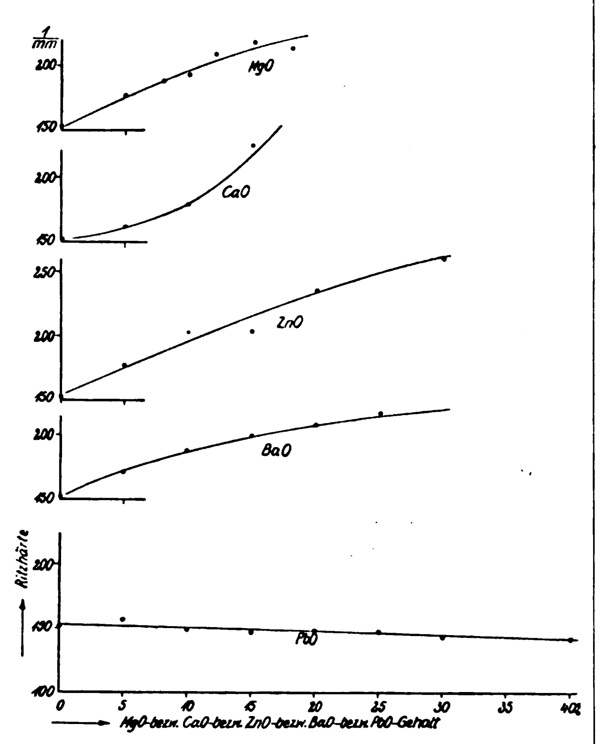


Abb. 34. **Ritzhärte bei Ersatz von SiO_2 durch MgO bzw. CaO bzw. ZnO bzw. BaO. bzw. PbO.**

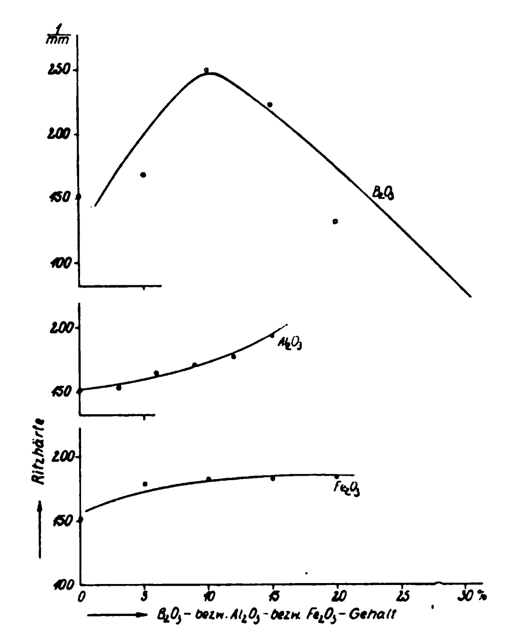


Abb. 35. **Ritzhärte bei Ersatz von SiO_2 durch B_2O_3 beg. Al_2O_3 bzw. Fe_2O_3.**

In Tab. 10 ist wiederum angegeben, um welchen Betrag sich die nach der obigen Definition bestimmte Ritzhärte ändert, wenn man 1% SiO_2 durch 1% eines anderen Glasbildners ersetzt.

Tabelle 10.

	0—5%	5—10%	10—15%	15—20%	20—25%	25—30%	30—35%
Na_2O	—	—	−5	−5	−5	—	—
K_2O	—	—	−4	—	—	—	—
MgO	+5	+4,6	+3,8	—	—	—	—
CaO	+2,4	+3,6	+8,6	—	—	—	—
ZnO	+4,6	+4,4	+4,0	+3,8	+3,0 (20—30%)		—
BaO	+4,2	+3,2	+2,6	+2,0	+1,4	—	—
PbO	−0,3	−0,3	−0,3	−0,3	−0,3	−0,3	−0,3
B_2O_3	+15	+7	−4,8	−7,6	−9 (20—30%)		—
Al_2O_3	+2	+2,7	+3,6	—	—	—	—
Fe_2O_3	+4,8	+1,0	0	0	—	—	—

Tabelle 11.

SiO_2	65%	83%	80,2%	74,7%	71,2%	70,7%
Na_2O	14	14	16,8	16,8	16,8	16,8
K_2O	1	1	1	1	1	1
CaO	—	—	—	5,5	5,5	5,5
MgO	—	—	—	—	3,5	3,5
BaO	20	2	2	2	2	2
Al_2O_3	—	—	—	—	—	0,5
Ritzhärte	gem. 203	−5·2,0 −5·2,6 −5·3,2 −3·4,2	−2,8·5	+5,5·2,4	+3,5·5	+0,5·2 $= \mathbf{183} \frac{1}{mm}$

Entsprechend der vergleichsweise großen Genauigkeit des Ritzverfahrens zeigte sich hier sehr gute Übereinstimmung zwischen dem berechneten und dem experimentell bestimmten Werte der Ritzhärte eines gegebenen Glases (Tab. 11). Gemessen wurde **182** $\frac{1}{\text{mm}}$.

8. Elastizitätsmodul.

Die ersten systematischen Untersuchungen über den Elastizitätsmodul von Gläsern haben wiederum Winkelmann und Schott[23]) angestellt. Auch hier versuchten sie, wie bei allen anderen Eigenschaften, den Zusammenhang zwischen Zusammensetzung und Elastizitätsmodul durch Berechnung von Koeffizienten unter der Annahme der Additivität darzustellen. Indessen führte gerade hier diese Darstellungsart zu größeren Unstimmigkeiten, so daß man als Notbehelf Koeffizientenberechnung für einzelne Gruppen von Gläsern (reine Silikatgläser, bleifreie Borosilikate und endlich bleihaltige Borsäure- und phosphorsaure Gläser) versuchte. Sieht man von den Oxyden CaO und MgO, die nur in ganz geringen Mengen vorhanden waren, und deren Koeffizienten sehr unsicher sind, ab, so ordnen sich nach Winkelmann und Schott die Glasbildner in folgender Reihenfolge:

ZnO, B_2O_3, PbO, SiO_2, K_2O, BaO, Na_2O, Al_2O_3.

An neueren Arbeiten über den Zusammenhang zwischen Elastizitätsmodul und Zusammensetzung liegt, soweit wir übersehen können, lediglich eine Meßreihe von Clarke und Turner[24]) vor. Diese Untersuchung, die sich auf eine Reihe von nach Molen variierten Natron-Kalk-Gläsern bezog, zeigte, daß CaO den Elastizitätsmodul sehr stark heraufsetzt, eine Tatsache, die gegenüber den Messungen von Winkelmann und Schott völlig neu war. Ferner geht aus Messungen von Ludwig[25]) hervor, daß entspanntes Glas einen etwas größeren Elastizitätsmodul aufweist als gespanntes.

Als Versuchsmaterial dienten uns ausgesuchte, möglichst kreisrunde Stäbe von möglichst gleichmäßigem Durchmesser über die ganze Länge hin. Die Messung des Elastizitätsmoduls geschah nach der üblichen Methode durch Biegung: Der zu untersuchende Stab ruhte auf zwei, im Abstand von 20 cm errichteten stumpfen Schneiden, die mit rechtwinkeligen Einschnitten versehen waren, um dem Stab eine stabile Lage zu sichern (s. Abb. 36). Auf das eine Ende des Stabes wurde ein Spiegelchen S_1 aufgesetzt, das auf dem Hilfsträger T_1 (Abb. 36) in Spitzen drehbar gelagert war. Der Hilfsträger T_2 diente zur eventuellen Beobachtung mit 2 Spiegeln. Diese Anordnung gestattete die Untersuchung von sehr zahlreichen Proben in verhältnismäßig sehr kurzer Zeit, da das Spiegelchen nicht jedesmal neu justiert werden mußte, sondern stets seine richtige Lage zum Fernrohr beibehielt. Zur Eichung der Apparatur wurde auf einen Glasstab ein Spiegelchen S_2 aufgekittet, dessen Drehung gleichzeitig mit der von S_1 im Fernrohr beobachtet wurde. Das Verhältnis der beiden Drehungen gab den Eichfaktor.

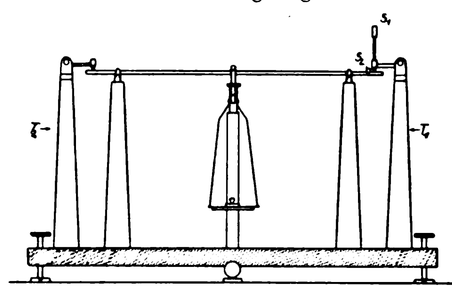


Abb. 36. Anordnung zur Bestimmung des Elastizitätsmoduls.

Die Ablesung erfolgte mit dem Autokollimationsablesefernrohr nach Gehlhoff, das mit dem Apparat auf einer gemeinsamen, kräftigen Eisenplatte stand, um Durchbiegungen der Unterlage zu vermeiden.

Die Belastung geschah mittels einer Arretiervorrichtung, die es gestattete, jeden Stab stets gleichmäßig und ohne Erschütterung in der Mitte zu belasten. Das Belastungsgewicht betrug 100 g. Die Genauigkeit der Messung richtete sich im wesentlichen nach der Güte der verwandten Stäbe. Bei ausgesuchtem Material ließ sich der Elastizitätsmodul ohne weiteres auf $\pm$ 1% bestimmen. Etwaiges Streuen der Punkte in den folgenden Abbildungen ist daher nicht auf die Güte der Messung, sondern auf die Güte des Stabmaterials zurückzuführen. Die Messungen beziehen sich auch hier auf gespannte Stäbe mit Feuerpolitur. Vergleichende Messungen an gespannten, entspannten und geätzten Stäben eines Bleiglases ergaben keine außerhalb der Fehlergrenze liegenden Unterschiede in den Werten des Elastizitätsmoduls. Der scheinbare Widerspruch zu den Messungen von Ludwig erklärt sich wohl dadurch, daß seine Messungen sich auf im Vergleich zu den unsrigen sehr dicke (10 mm Durchmesser) und daher auch sehr spannungshaltige Stäbe beziehen. Ferner zeigten Messungen an Stäben sehr verschiedener Durchmesser (2 ÷ 5 mm), daß der Elastizitätsmodul vom Durchmesser der Proben völlig unabhängig ist.

Die Resultate sollen an Hand der Abbildungen im folgenden kurz auseinander gesetzt werden:

1. Einwertige Glasbildner. Gläser mit steigendem Alkaligehalt zeigen fallenden Elastizitäts-

[23]) a. a. O.

[24]) J. R. Clarke and W. E. S. Turner, The influence of Lime on the Value of Young's Modulus of Elasticity for the Lime-Soda Glasses. Journ. of the Soc. of Glass Techn. **3** (1919), 260.

[25]) W. Ludwig, Einige elastische Eigenschaften von gekühltem und ungekühltem Jenaer Glas 16^{III}.

modul, und zwar setzt Kali den Elastizitätsmodul stärker herab als Natron (Abb. 37). Der Elasti-

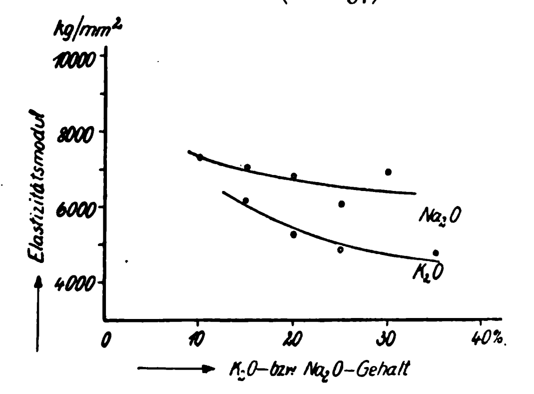


Abb. 37. Elastizitätsmodul bei Ersatz von SiO_2 durch K_2O bzw. Na_2O.

zitätsmodul von gemischten Gläsern setzt sich, wie Abb. 38 zeigt, nicht additiv aus denen für Gläser

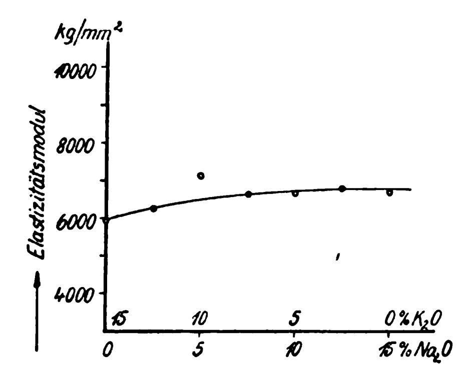


Abb. 38. Elastizitätsmodul bei Ersatz von K_2O durch Na_2O.

mit nur einem Alkali zusammen. Von einem ausgesprochenen Maximum oder Minimum, wie bei

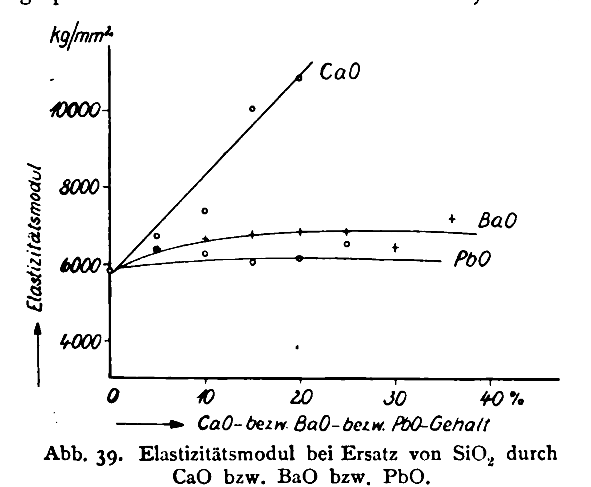


Abb. 39. Elastizitätsmodul bei Ersatz von SiO_2 durch CaO bzw. BaO bzw. PbO.

manchen anderen Eigenschaften, ist hier jedoch offenbar nichts zu bemerken.

2. Zweiwertige Glasbildner. Wie bei allen Eigenschaften übt auch beim Elastizitätsmodul CaO den stärksten Einfluß aus; der Elastizitätsmodul steigt mit wachsendem CaO-Gehalt ganz erheblich

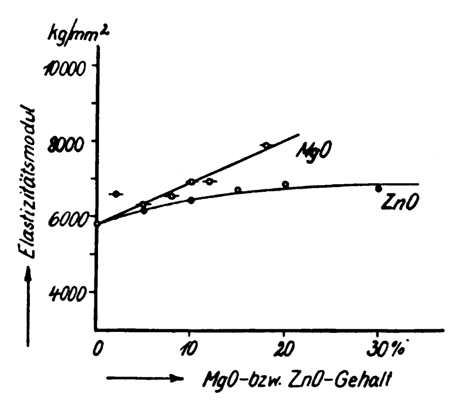


Abb. 40. Elastizitätsmodul bei Ersatz von SiO_2 durch MgO bzw. ZnO.

(Abb. 39). Ebenso steigert wachsender MgO-, ZnO- und BaO-Gehalt den Elastizitätsmodul, wenn auch längst nicht in demselben Maße wie CaO (Abb. 39

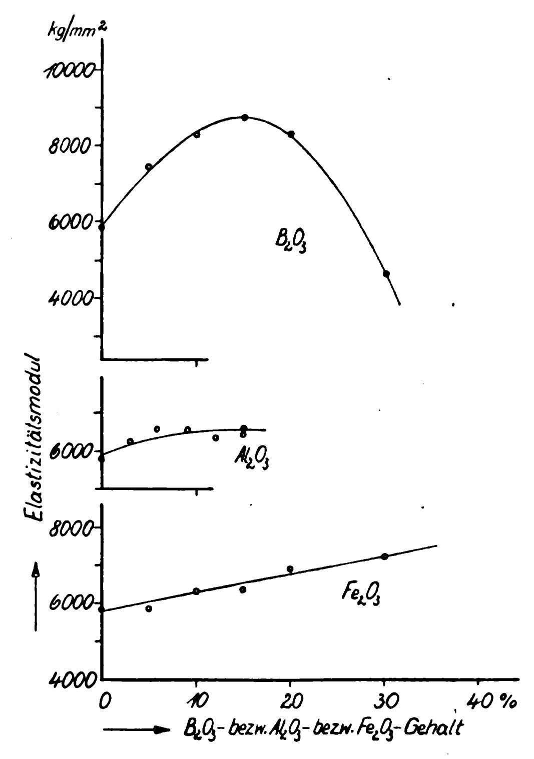


Abb. 41. Elastizitätsmodul bei Ersatz von SiO_2 durch B_2O_3 bzw. Al_2O_3 bzw. Fe_2O_3.

und 40). PbO setzt den Elastizitätsmodul nur in sehr geringem Maße herauf.

3. Dreiwertige Glasbildner. Wie bei allen anderen Eigenschaften zeigen Borsäuregläser bei



Tabelle 12.

	0–5%	5–10%	10–15%	15–20%	20–25%	25–30%	30–35%
Na_2O	—	—	− 60	− 40	− 25	− 15	—
K_2O	—	—	—	− 130	− 80	− 35	− 10
MgO	+ 110	+ 110	+ 110	+ 110	—	—	—
CaO	+ 257	+ 257	+ 257	+ 257	—	—	—
ZnO	+ 65	+ 60	+ 50	+ 25	0	0	—
BaO	+ 110	+ 50	+ 35	0	0	0	0
PbO	+ 50	+ 20	+ 10	0	0	0	—
B_2O_3	+ 300	+ 180	+ 110	− 100	− 360		—
Al_2O_3	+ 120	+ 30	0	—	—		—
Fe_2O_3	+ 48	+ 48	+ 48	+ 48	+ 48		+ 48

Tabelle 13.

SiO_2	65%	83%	80,2%	74,7%	71,2%	70,7%
Na_2O	14	14	16,8	16,8	16,8	16,8
K_2O	1	1	1	1	1	1
CaO	—	—	—	5,5	5,5	5,5
MgO	—	—	—	—	3,5	3,5
BaO	20	5	5	5	5	5
Al_2O_3	—	—	—	—	—	0,5
Elastizit.-modul	gem. 6700	$-5 \cdot 35$ $-5 \cdot 50$ $-3 \cdot 110$	$-2{,}8 \cdot 40$	$+5{,}5 \cdot 257$	$+3{,}5 \cdot 110$	$+0{,}5 \cdot 120$ = **7660** kg/mm²

etwa 15% B_2O_3 auch hier ein Extremum; der Elastizitätsmodul steigt bis zu diesem Prozentsatz sehr stark an, um dann ebenso schnell wieder zu fallen. Fe_2O_3 und Al_2O_3 bewirken eine kleine Erhöhung des Elastizitätsmoduls (Abb. 41).

Die beifolgende Tabelle gibt wiederum an, um welchen Betrag sich der Elastizitätsmodul ändert, wenn man innerhalb eines bestimmten Prozentbereichs 1% SiO_2 durch 1% eines anderen Glasbildners ersetzt.

Auch beim Elastizitätsmodul wurde hinreichende Übereinstimmung zwischen Messung und einer analog wie bei den übrigen Eigenschaften ausgeführten Berechnung (Tab. 13) erzielt.

Gemessen wurde **7310** kg/mm².

9. Zusammenfassung.

Es wurden Versuchsgläser von systematisch geänderter Zusammensetzung auf Dichte, Zerreiß-, Biegungs-, Druck- und Schlagfestigkeit, Ritzhärte und Elastizitätsmodul untersucht und der Einfluß der einzelnen glasbildenden Oxyde auf diese Eigenschaften festgestellt. Kurven und Tabellen werden angegeben, aus denen dieser Einfluß zahlenmäßig ersichtlich ist. An zusammenfassenden vergleichenden Resultaten läßt sich diesem Zahlenmaterial folgendes entnehmen:

a) Zerreiß- und Biegungsfestigkeit gehen durchweg proportional. Bezüglich der Zerreiß- und Druckfestigkeit hingegen besteht keine Proportionalität, wie es Winkelmann und Schott vermuteten; vielmehr haben die Glasbildner gerade entgegengesetzten Einfluß auf diese beiden Eigenschaften.

b) Die Alkalien üben stets einen sehr starken Einfluß auf die Eigenschaften aus. K_2O und Na_2O wirken immer nach der gleichen Richtung verändernd. Ein ausgezeichnetes Verhältnis zwischen beiden Alkalien bei gemischten Alkaligläsern, wie es sich bei zahlreichen anderen Eigenschaften findet, wurde hier nur bei der Ritzhärte festgestellt. Vielleicht verbergen sich bei den anderen hier behandelten Eigenschaften schwache Extrema in den meist sehr flach verlaufenden Kurven.

c) Von den zweiwertigen Glasbildnern hat CaO durchweg den stärksten Einfluß, BaO und PbO folgen meist erst in weitem Abstand nach, und zwar stets in derselben Reihenfolge.

d) Die Borsäuregläser zeigen bei allen Eigenschaften mit Ausnahme der Druckfestigkeit ein Extremum bei etwa 15% B_2O_3; bei der Druckfestigkeit ist ein eventuelles Maximum wegen des fast horizontalen Kurvenverlaufes nicht erkennbar.

(Eingegangen am 27. Januar 1926.)

Über die Ausbreitung der Explosionswelle in verzweigten Gängen.

Von E. Bollé.

(Nach Versuchen in der Chemisch-Technischen Reichsanstalt.)

Inhalt: Feststellung der Druckwirkung der Explosionswelle in Gängen verschiedener Form durch Bleimeßdosen in Hinsicht auf die Anlage von Sprengstofflagern unter Tage in Bergwerken.

Die für die laufende Sprengarbeit im Bergwerksbetriebe benötigten Sprengstoffmengen werden viel-

fach in Sprengstofflagern unter Tage aufbewahrt. Dies hat mancherlei wirtschaftliche Vorteile und bietet große Sicherheit für die über Tage gelegene Umgebung des Lagers, stellt aber andererseits eine gewisse Gefahr für die angrenzenden Schächte der Grube selbst dar, wie neuerdings die verhängnisvolle Explosion eines solchen Sprengstofflagers am 16. Mai 1925 auf der Grube Dorstfeld gezeigt hat. Die Energiedichte der vom Explosionsherd ausgehenden, sich durch die Zugänge zum Lager in die Schächte fortpflanzenden Luftstoßwelle, der sog. Explosionswelle, nimmt naturgemäß in geschlossenen Gängen mit wachsender Entfernung bei weitem weniger ab[1]), als bei der nahezu halbkugelförmigen Explosionswelle, welche sich bei der Detonation eines im ebenen Gelände gelegenen oberirdischen Sprengstofflagers ausbreitet. Außerdem können durch Reflexion an Krümmungen und Knicken der Gänge, sowie an Hindernissen in diesen, Verstärkungen der weit reichenden Wirkungen auftreten, wie sie sich ebenfalls bei der oben angeführten Explosion des unterirdischen Sprengstofflagers gezeigt haben.

Diese besonderen Gefahren bei der Explosion eines Sprengstofflagers unter Tage sind daher schon öfter Gegenstand eingehender Untersuchung gewesen. Insbesondere hat die französische Commission des explosives in den Jahren 1895 bis 1897 sich mit der Frage beschäftigt, wie diese Gefahren durch geeignete Anlage des Sprengstofflagers und besondere Vorkehrungen zu vermeiden sind. Ein Bericht über einen Versuch an einem wirklichen unterirdischen Sprengstofflager, in welchem 500 kg Gurdynamit gesprengt wurden, ist von Vieille unter Gegenzeichnung des Präsidenten Berthelot in den Annales des Mines, Paris 1897, 9. Serie, Memoires tome XI, p. 91—119, veröffentlicht worden. Ein Referat über diese Arbeiten der französischen Kommission findet sich außerdem in der Zeitschrift Glückauf, Berg- und Hüttenmännische Wochenschrift, Jahrg. XXXIII, 1897. Es wurden in diesen Arbeiten bereits Druckmessungen an Modellen ausgeführt, welche ein Anwachsen des Druckes an den verschlossenen Enden von Rohren (durch Reflexion) zeigen und eine wesentliche Abschwächung des Druckes nachweisen, wenn das Rohr (von mehreren Metern Länge und 27 cm Durchmesser) umgebogen wird. Der Gedanke, die Ausbreitung der Druckwelle durch mehrfache Knicke des Zuganges zum Sprengstofflager zu schwächen, wird in diesen Arbeiten bereits ausgeführt und an Modellen veranschaulicht.

In dem oben angeführten Bericht der Commission des explosives über die Sprengung von 500 kg Gurdynamit in einem eigens für diese Versuche hergestellten Lager wird der Hauptwert auf die Verwendung eines Stopfens aus leichtem Material gelegt, welcher bei der Explosion durch den Gasdruck gegen ein festes Widerlager getrieben das Lager von dem weiter verlaufenden Gang absperren und die Ausbreitung der Wirkung verhindern soll. Die schematische Anordnung des Lagers und des Zuganges, wie sie der Abb. 4 des Berichtes in den Annales des Mines entnommen ist, zeigt Abb. 1. Von einer offenen Grube aus war

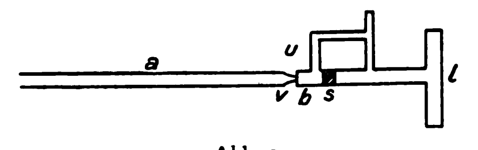


Abb. 1.

der Zugang *a* zum Lager *l* in den Berg getrieben worden. Bei *b* befindet sich das Widerlager für den Stopfen *s*, welches ebenso wie die konische Verjüngung *v* ausbetoniert war. Da der Zugang zum Lager durch den Stopfen *s* versperrt ist, so kann man nur durch den Umweg *u* zum Lager *l* gelangen. Das Lager *l* war 10 m lang, 2 m hoch und 2,5 m breit. Der Stempel *s* war aus Scheiben von Pappe und leichtem Holz zusammengenagelt. Vor dem Betonmassiv (*v*, *b*) waren in 1,30 m, 6 m, 16,3 m, 20 m, 27 und 31 m Entfernung Druckmeßapparate angebracht, um die Drucke anzugeben, die von den trotz des Abschlusses durch den Stopfen *s* entwichenen Gasen ausgeübt wurden. (Von der Druckwelle ist an dieser Stelle der Arbeit keine Rede.) Die Apparate bestanden aus Minimalanzeigern, bei denen eine Platte, auf welche der Druck wirkte, die Gegenkraft einer Feder zu überwinden hatte, was durch das Ausklinken einer feinen Zunge angezeigt wurde, und aus Stauchapparaten, mit denen kleine Drucke von 3 bis 4 kg/qcm (vermutlich durch Anwendung eines großen Stempelquerschnitts) festgestellt werden konnten.

Der Sprengversuch fand am 21. Dezember 1895 statt. Nach erfolgter Detonation zeigte sich der Stopfen *s* fest gegen das Widerlager *b* getrieben. Einzelne Fetzen waren bis auf etwa 10 m in den Gang *a* getrieben. Die Minimalapparate in 6 m Abstand vom Betonmassiv zeigten an, daß der Druck 0,18 kg/qcm überschritten hatte, die Stauchapparate in 1,3 und 16,3 m Abstand zeigten durch eine Stauchung des Kupferzylinders von 0,05 bis 0,04 mm Drucke von 3,1 und 2,9 kg/qcm an. In 31 m Abstand gab der Stauchapparat keinen Druck mehr an, die Minimalapparate dagegen

[1]) Wie wenig verhältnismäßig schwache Explosionswellen, von 10 g Schwarzpulver herrührend, welche bereits mit normaler Schallgeschwindigkeit fortschreiten und geringe Amplituden besitzen, in kilometerlangen Rohren von 1 m Durchmesser nach wiederholten Reflexionen geschwächt werden, zeigen die neuerdings angestellten schönen Versuche von M. Th. Vautier, Sur la propagation des ondes explosives, C. R. **179**, 256—289.

in 20 und 27 m Abstand einen Unterdruck von 0,09 kg/qcm. Sonst waren in dem Zugang *a* keinerlei starke Wirkungen zerstörender Art zu bemerken. Ein vertikales Bohrloch in 15 m Abstand vom Lager, das von der über Tage stehenden Oberfläche bis zum Niveau des Lagers reichte, war unversehrt. Nach der in dem Referat der oben angeführten Zeitschrift „Glückauf" gegebenen Darstellung waren in den mit *a* verbundenen Schächten keinerlei Verrückungen der daselbst aufgestapelten Holzstöße und anderer Gegenstände zu bemerken.

Die Kommission schließt daraus auf die Wirksamkeit der Anlage des Lagers und dessen wirksamer Absperrung durch den Stopfen *s* unmittelbar nach der Detonation. So wertvoll nun ein derartiger Versuch auch sein mag, so läßt er doch noch wesentliche Lücken, namentlich bezüglich der systematischen Untersuchung der Druckverteilung, da die Anzahl der Druckapparate sehr gering ist. Auch die Wirkung mehrfacher Knicke des Zuganges zum Lager in den dem Hauptversuch voraufgehenden Modellversuchen erscheint bezüglich der Druckverteilung noch nicht hinreichend und systematisch untersucht. Die bei dem eingangs angeführten Grubenunglück auf der Zeche Dorstfeld beobachteten Erscheinungen lassen gleichfalls ein ausgiebiges Versuchsmaterial über die Ausbreitung der Explosionswelle in geschlossenen und verzweigten Gängen vermissen.

Soweit ich ermitteln konnte, liegen außer den angeführten wirklich systematische Modellversuche oder gar Versuche in großem Maßstabe bezüglich der Wirksamkeit einer mehrfachen Umbiegung und Verzweigung des Zuganges von dem Hauptschacht zum Sprengstofflager, sowie eine systematische Untersuchung der Ausbreitung der Explosionswelle in verzweigten Gängen noch nicht vor. Auch die im folgenden mitgeteilten Versuche des Verfassers, die mit Rücksicht auf ganz andere Fragen unternommen wurden, können nicht als solche gelten, sondern allenfalls nur ein Bild über die quantitative Verteilung der Wirkung der Explosionswelle in verzweigten Gängen in unmittelbarer Entfernung vom Sprengherd, nicht aber über die weitere Fortpflanzung der Welle in ausgedehnten Schächten geben. Jedoch scheinen mir die bei diesen Versuchen benutzten sehr einfachen Mittel geeignet, die Größe des wellenförmig fortgepflanzten Druckes an vielen Stellen weit ausgedehnterer, etwa aus Röhren zusammengesetzter Modelle sowie bei einem Versuche in großem Maßstabe nach Art des oben beschriebenen der französischen Kommission in verhältnismäßig großen Entfernungen vom Sprengherd in den Einzelheiten festzustellen.

Deshalb mögen diese Versuche im folgenden kurz beschrieben werden.

Die Modelle der Gangformen, vor denen die Sprengungen ausgeführt wurden, waren von eisernen Kästen aus Temperguß gebildet, deren horizontale Oberdecke mit kräftigen Sechskantschrauben aufgeschraubt war. Abb. 2 stellt ein derartiges Modell

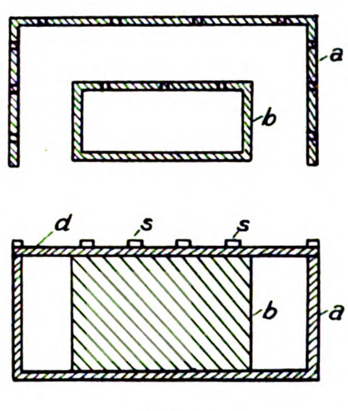


Abb. 2.

eines ⊔-förmigen Ganges dar. Der ⊔-förmige Gang ist danach dadurch gebildet, daß auf dem Boden des größeren Kastens *a* der innere Kasten *b* sitzt, der mit *a* zusammen ein einziges Gußstück bildet. Aus demselben Material wie die schraffiert gezeichneten Wände der Kästen war auch die Deckplatte *d* hergestellt. Die Wände des Kastens *a* und die Innenwand des Kastens *b* waren mit einer

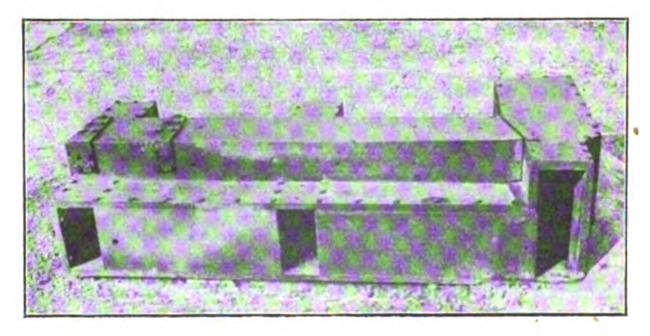


Abb. 3.

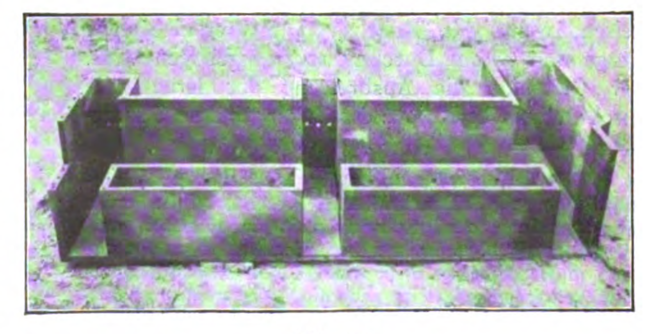


Abb. 3a.

Reihe Bohrlöcher von etwa 10 mm Weite versehen, in die nach Abschrauben des Deckels *d* die weiter unten beschriebenen Apparate eingesetzt werden konnten. In ähnlicher Weise waren die anderen Gangformen gebildet, von denen es bei Mitteilung der Versuchsergebnisse daher genügen wird, nur die schematische Form des Ganges in $^1/_{15}$ seiner maßstäblichen Längs- und Breitenausdehnung anzugeben. Abb. 3 u. 3a zeigt die photographische Aufnahme eines größeren Modells, aus welchem durch Einsetzen geeigneter Buchenholzklötze die verschiedensten Gangformen gebildet werden konnten, mit Deckplatte und nach Abheben derselben. Die Kästen waren im Freien auf Betonunterlagen auf dem Sprengplatz aufgestellt, so daß der Boden, der wie die Wände etwa 2 cm stark war, einbetoniert war. Es kamen Sprengstoffmengen von 50 bis 300 g zur Verwendung, die in Form zylindrischer Preßkörper mit Bohrung für die Sprengkapsel aus Trinitrotoluol bestanden. Die Sprengkapsel war mit 2 g Knallquecksilbersalz gefüllt. Gezündet wurde die Sprengkapsel durch einen Glühzünder mittels einer magnet-elektrischen Zündmaschine mit Handkurbelbetrieb. Der auf dem Boden vor der entsprechenden Öffnung des Ganges stehende Sprengkörper war in den meisten Fällen 30 cm vor der vertikalen Mittellinie der Öffnung aufgestellt. Entfernung und Größe der Sprengladung ist in den einzelnen schematischen Figuren angegeben.

Die vom Orte des Sprengkörpers nach erfolgter Detonation ausgehende Explosionswelle dringt durch die Öffnung in den betreffenden Gang ein und breitet sich in ihm je nach seiner Form nach den weiter unten mitgeteilten Gesetzmäßigkeiten aus. Um die Wirkungen der Welle an den verschiedenen Stellen der Wände des Ganges anzuzeigen, mußten möglichst einfache Apparate verwendet werden, deren Angaben durch die starken Erschütterungen der Kästen und die schnellen Schwingungen, in die die einzelnen Wandteile versetzt wurden, nicht gefälscht werden konnten.

Dies war noch der Fall bei den einfachen, in Abb. 4 dargestellten Kugeldruckapparaten, bei

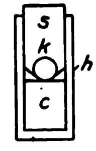


Abb. 4.

denen eine in den Stahlstempel *s* eingesetzte Stahlkugel *k*, wie sie für Kugellager verwendet wird, beim Auftreten eines starken Druckes auf die Stirnfläche des Stempels in die Oberfläche eines Kupferzylinders *c* gedrückt wird und dabei in diesem einen eine Kugelkalotte bildenden Eindruck verursacht, wie man ihn auch bei der Härtebestimmung nach Brinell erhält. Der Stempel *s* ist saugend in der Hülse *h* geführt. Es zeigte sich bald, daß die Angaben dieser Apparate, die sich sonst für die Messung des Maximalwertes schnell verlaufender hoher Drucke gut eignen, durch die Beschleunigungen der Wände, in die sie eingesetzt waren, stark und in unberechenbarer Weise gefälscht wurden.

Eindeutige und bei den Wiederholungen der Sprengungen vor ein und demselben Modell gleichbleibende Resultate wurden erst bei Anwendung der in Abb. 5 in $^2/_3$ natürlicher Größe dargestellten

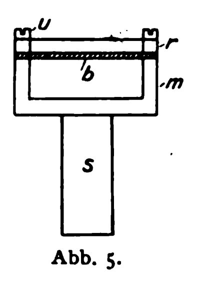


Abb. 5.

einfachen Bleimeßdosen erhalten. Diese bestehen aus einem zylindrischen Messinggefäß *m*, das mit dem vollen Stiel *s* aus einem Stück gedreht ist und mit einer kreisförmigen Bleiplatte *b* mittels des mit 6 Schrauben *u* aufgeschraubten Ringes *r* dicht verschlossen werden kann. Die von den Schrauben durchsetzten Löcher der Bleiplatte wurden ebenso wie die aus gleichmäßigem Walzbleiblech bestehenden Platten selbst mit einer besonderen Stanzvorrichtung ausgestanzt, um einen hinreichenden

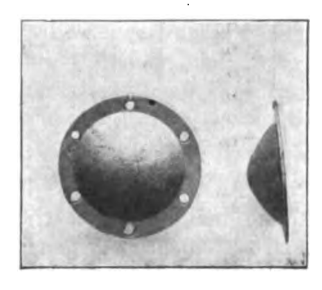


Abb. 6.

Vorrat für die Versuchsreihen zu schaffen. Die für die hier beschriebenen Versuche benutzten Bleiplatten besaßen eine Stärke von $0{,}70 \pm 0{,}01$ mm.

Setzt man derartige Dosen in ein mit Wasser gefülltes verschlossenes Gefäß und übt durch ein Zuleitungsrohr mittels einer Kompressionspumpe einen an einem geeichten Manometer ablesbaren Druck aus, so wird die Bleiplatte je nach der Stärke des Druckes mehr oder weniger ausgebeult. Eine solche ausgebeulte Bleiplatte zeigt z. B. in Vorder- und Seitenansicht die Abb. 6. Die Höhe der Kuppe über den eben verbliebenen, durch den Ring *r* (Abb. 5) angepreßten Rand der Platte kann man

am genauesten und schnellsten mittels eines Abbeschen Dickenmessers feststellen. Die Größe der Auswölbung der Bleiplatte ist nun je nach dem angewandten Druck verschieden und hängt außerdem etwas von der Druckdauer ab, da es sich hier um eine komplizierte Deformation mit Fließerscheinung handelt. Allerdings wächst der Widerstand gegen weitere Auswölbung mit deren Größe und wenn der angewandte Druck nicht zu groß ist, so ist der Einfluß der Zeit verhältnismäßig gering. Beispielsweise ergab ein 2 Minuten lang ausgeübter Druck von 6 kg/qcm eine Ausbeulung von 2,2 mm, die auf 2,4 mm wuchs, wenn der Druck mehrere Stunden andauerte. Um die Eichung der Dosen für kurz andauernde Drucke durchzuführen, wurden die Dosen dem Druck der Pulvergase in einer Explosionsbombe ausgesetzt, dessen zeitlicher Ablauf durch die unter der Wirkung der Explosionsgase erfolgende registrierte Bewegung eines schweren, möglichst reibungslos beweglichen Stempels erfolgte. Es zeigte sich, daß ein so kurz andauernder Druck keine erheblich anderen Auswölbungen erzeugte wie ein 30 Sekunden andauernder konstanter Druck von derselben Größe wie der Maximalwert des schnell veränderlichen Druckes. Auf diese Weise konnte für die benutzten Bleibleche von 0,7 mm Stärke folgende Eichtabelle aufgestellt werden:

Auswölbung der Bleiplatte mm	Druck kg/qcm
0,5	1,8
1,0	3,0
2,0	5,6
3,0	8,2
4,0	10,8
5,0	13,4
6,0	15,9
7,0	18,5

Bei größeren Auswölbungen beginnt die Bleiplatte am Rande bei der schon trichterförmigen Ausbuchtung zu zerreißen. Für genaue Messungen sollte man nicht über eine Kuppe hinausgehen, bei welcher die Auswölbung noch ungefähr die Form einer Kugelkalotte besitzt, und stärkere Drucke mit stärkeren Bleiplatten, z. B. von 1,00 mm Dicke, messen, sofern es sich um wirkliche hydrostatische oder hydrodynamische Drucke handelt. Da es sich indessen im vorliegenden Falle bei der Ausbreitung der Explosionswelle in den Gängen überhaupt nicht um eine reine Druckwirkung in der Wellenfront, sondern infolge der Nähe des Sprengpunktes auch um Wirkungen der kinetischen Energie in der Welle handelt, und es mehr auf das Verteilungsgesetz der Wirkungen, also um Feststellung derjenigen Stellen der Gänge, in denen die Wirkung abgeschwächt gegenüber denjenigen, in denen sie verstärkt auftrat, ankam, so wurde eine einheitliche Bleistärke verwandt, um nicht die Übersicht über das Qualitative der Erscheinung zu verlieren. Dabei konnte es nicht vermieden werden, daß an einigen Stellen, die übrigens kein besonderes Interesse beanspruchen, da eine starke Wirkung an ihnen vorauszusetzen war, die Bleibleche eingerissen wurden. Die Wirkungen an diesen Stellen sind durch die Zeichen + ⧺ ⧻ ausgedrückt, deren erstes besagt, daß die Bleiplatte zerrissen, während beim zweiten Zeichen die Bleiplatte leicht gegen den Boden des Messinggefäßes und beim dritten

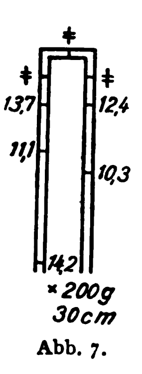


Abb. 7.

vollkommen platt gegen den Boden gedrückt war. Wenn man im übrigen bei den regelmäßigen Deformationen der Bleiplatten unter der Wirkung der Explosionswelle für die an den verschiedenen

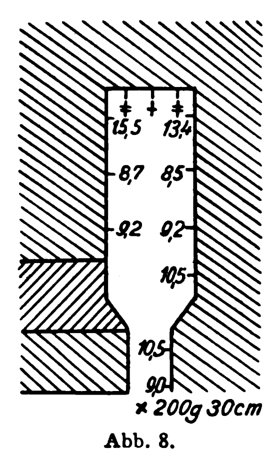


Abb. 8.

Stellen der Gänge in Millimetern angegebenen Auswölbungen der Bleiplatten die Werte des Druckes nach obiger Tabelle einsetzt, wie dies beispielsweise in Abb. 7 u. 8 geschehen ist, so hat dies nach dem Gesagten zunächst nur den Sinn, daß die Auswölbung der Bleiplatte an der betreffenden Stelle des Ganges eine solche war, wie sie auch von einem statisch wirkenden Druck von der in kg/qcm angegebenen Größe bewirkt wird. Würde es sich bei der durch die Detonation erzeugten Störung der Luft um eine solche von sehr kurzer Dauer und Amplitude handeln, bei welcher die

Wirkungen der kinetischen Energie in der fortschreitenden Welle nur gering sind, so würden die permanenten Deformationen der Bleiplatten, wenn solche bei Verwendung sehr dünner Platten noch zu erzielen wären, allerdings die Druckamplituden der in den Gängen fortschreitenden Welle angeben. Bei der durch die Detonation eines Sprengstoffs eingeleiteten Stoßwelle sind dagegen die Amplituden und die Wellenlängen außerordentlich groß und hängen von der Menge des angewandten Sprengstoffs ab. Bei den hier verwendeten Mengen von 50 bis 300 g zählen sie noch nach Metern. Für solche Wellen gilt nicht mehr, bei Beschränkung auf eine Dimension, ebene Welle, die akustische Grundgleichung:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c^2 \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2},$$

die ja bekanntlich dadurch zustande kommt, daß die Quadrate und Produkte der Geschwindigkeit und der Kompression gegenüber den einfachen Potenzen dieser Größen verschwinden. Die exakte Theorie für solche Störungen von großer Amplitude und Strömungsgeschwindigkeit, bei denen diese Annahme nicht mehr zulässig ist, hat zuerst Riemann gegeben (B. Riemann, Über die Fortpflanzung ebener Luftwellen von endlicher Schwingungsweite, Gött. Abh. Bd. 8, 1860) und nachgewiesen, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit solcher Wellen in der Nähe des Störungszentrums die Schallgeschwindigkeit bei weitem überschreiten kann. Auf diese Theorie kann im Rahmen dieser Arbeit um so weniger eingegangen werden, als die Anwendung auf die Ausbreitung solcher Wellen in verzweigten Gängen außerordentliche mathematische Schwierigkeiten bereiten dürfte. Bei den angegebenen Dimensionen der Modelle und der geringen Entfernung des Explosionsherdes von den Öffnungen der Gangformen tritt zudem noch die Schwierigkeit hinzu, daß wir uns hier noch im Bereich der ersten Ausbildungsphase der Luftstoßwelle befinden. Bei der Detonationsgeschwindigkeit in Trinitrotoluol von rund 6000 m/sec zerfällt die Sprengstoffsäule von etwa 6 cm Höhe in einer Zeit von weniger als $^1/_{100000}$ Sekunde in einen Gasball von einem Überdruck, der bisher weder der Größenordnung nach berechnet noch gemessen werden konnte, der vielleicht mit 100000 Atm.[2]) nicht zu hoch eingeschätzt wird. Unter der Wirkung dieses Druckes strömen die Zersetzungsgase mit einer Geschwindigkeit von Tausenden von Metern gegen die umgebende Luft. Die Zone dieser hohen Strömungsgeschwindigkeit reicht nicht allzu weit. Nach kinematographischen Aufnahmen kann man sie bei einer Sprengstoffmenge von 1000 kg etwa auf 3 bis 4 m vom Zentrum des Sprengstoffs aus gerechnet einschätzen. Bei den hier angewandten geringen Mengen dürfte sie etwa 30 cm nicht wesentlich überschreiten, also bis zur Öffnung der Gangformen reichen. Durch den Stoß der Gase wird nun ihrerseits die beaufschlagte Luft beschleunigt und in starke Strömung versetzt. Die hier mitgeteilten Beobachtungen der Druckverteilung entsprechen daher auch vielfach den Staudrucken der in einen Gang einströmenden Luft, welche mit großer Geschwindigkeit gegen die entgegenstehende Wand strömt und beim Auftreffen einen besonders hohen Staudruck erzeugt. Erst im weiteren Verlauf des rechtwinklig zum ersten Gang ansetzenden Ganges würde sich eine Riemannsche Stoßwelle ausbreiten, und von einer fortschreitenden steilen Wellenfront die Rede sein können.

²) Ein Ansatz hierzu findet sich in der Arbeit von R. Becker: Stoßwelle und Detonation, Ztschr. f. Phys. 8, Heft 5, 1922.

Diese Verhältnisse sind hier nur deshalb kurz berührt worden, um zu zeigen, daß man bei der Frage der Ausbreitung der Explosionswelle in verzweigten Gängen auf Versuche angewiesen ist, da eine theoretische Berechnung auf große Schwierigkeiten stoßen dürfte, und daß zweitens die im folgenden mitgeteilten Versuchsergebnisse noch kein Bild von der Fortpflanzung der Welle in Gängen geben, die denjenigen in Bergwerken auch nur modellartig entsprechen, sondern nur ein Bild von der Verteilung der Wirkung in verzweigten Gängen, die in unmittelbarer Nähe des Sprengstofflagers liegen. Auch dürfen die mannigfachen Analogien, die die mitgeteilten Versuchsergebnisse mit akustischen Erscheinungen einerseits und mit Strömungserscheinungen andererseits zeigen, nicht darüber hinwegtäuschen, daß man es hier mit wesentlich komplizierteren Erscheinungen zu tun hat, die sich nicht nur durch die Größe der festgestellten Wirkungen und die dadurch ermöglichten einfachen Methoden von diesen unterscheiden.

Nach diesen Vorausbemerkungen über die Bedeutung der angegebenen Zahlen lassen sich die Versuchsergebnisse selbst in einfacher Weise durch die nachfolgenden, nunmehr ohne weiteres verständlichen Abb. 7 bis 19 wiedergeben.

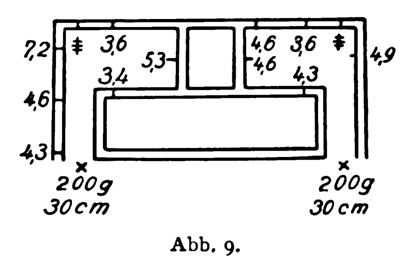


Abb. 9.

Man erkennt aus ihnen die stark abschwächende Wirkung einer rechtwinkeligen Umbiegung, das starke Anwachsen in der Nähe einer senkrecht zur

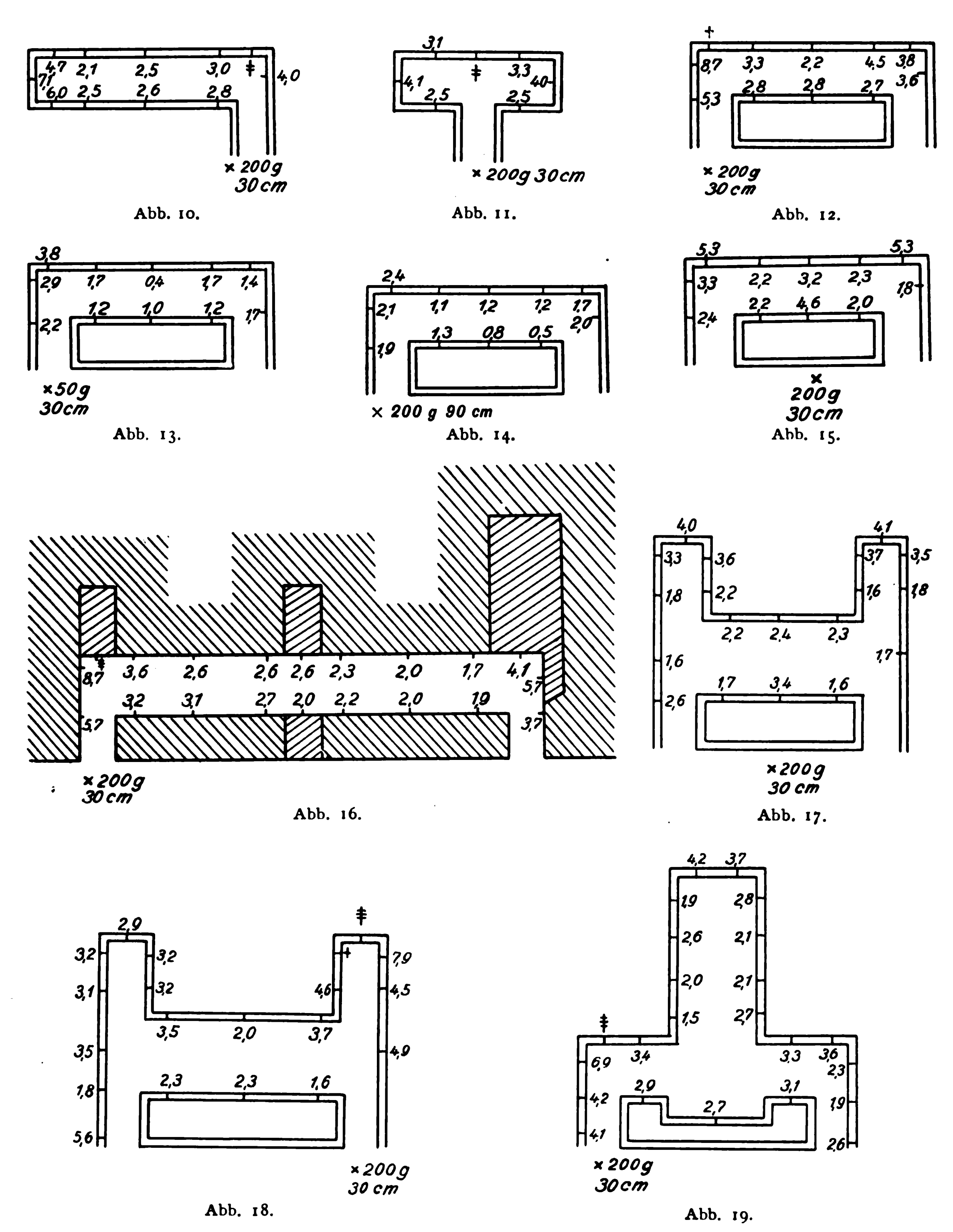


Abb. 10. Abb. 11. Abb. 12.

Abb. 13. Abb. 14. Abb. 15.

Abb. 16. Abb. 17.

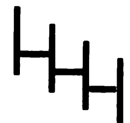
Abb. 18. Abb. 19.

Fortpflanzungsrichtung stehenden Wand, also eines Abschlusses des Ganges.

Wenn auch nach dem Vorhergesagten eine genaue physikalische Diskussion dieser Versuche noch nicht gegeben werden kann, so geht für die besprochene praktische Frage der besten Anlage eines Sprengstofflagers unter Tage doch soviel aus den Versuchen hervor, daß man bei Anwendung einer mehrfachen rechtwinkeligen Knickung des Zuganges vom Schacht zum Lager die einzelnen

rechtwinkeligen Strecken nicht an ihren Enden zusammensetzen darf, sondern in hinreichender Entfernung von diesen, also nicht nach dem Schema a:

sondern nach dem Schema b:



verfahren muß, um eine möglichst weitgehende Schwächung des Explosionsstoßes in seinem Anfangsstadium zu erzielen.

Über die lichtelektrische Elektronenemission und das optische Reflexionsvermögen des Kaliums in Abhängigkeit vom Gasgehalt des Metalles.

Von R. Fleischer und H. Dember.

Inhalt: An der gleichen spiegelnden Kaliumoberfläche wird die optische Reflexion, Absorption und die lichtelektrische Elektronenemission untersucht. Mit fortschreitender Entgasung des Metalls ändert sich sowohl die Lage des selektiven lichtelektrischen Maximums wie des Absorptionsmaximums des Lichtes. Der Verlauf wird für die absorbierte wie für die auffallende Lichtenergie dargestellt.

§ 1.

Die Forschungen auf dem Gebiete des lichtelektrischen Effektes haben dazu geführt, zwischen einem normalen und selektiven lichtelektrischen Effekt zu unterscheiden.

Der normale lichtelektrische Effekt zeigt einen dauernden Anstieg der lichtelektrischen Empfindlichkeit des untersuchten Materials mit zunehmender Frequenz des wirksamen Lichtes. Der Anstieg wird, bezogen auf gleiche absorbierte Lichtenergie, um so steiler, je weiter man in das kurzwellige Gebiet hineingeht.

Der selektive lichtelektrische Effekt weist ein Maximum auf, dessen spektrale Lage einerseits abhängig ist vom Kathodenmaterial, andererseits von der Art und Menge des im Kathodenmaterial enthaltenen Gases.

Der normale lichtelektrische Effekt konnte bisher an allen Elementen festgestellt werden.

Der selektive lichtelektrische Effekt hingegen scheint mit Ausnahme des Bariums und der wohl nicht sicheren Beobachtungen am Aluminium eine spezifische Eigenschaft der Alkalimetalle zu sein. Elster und Geitel, sowie Pohl und Pringsheim konnten in zahlreichen Arbeiten nachweisen, daß die Höhe des selektiven Effektes abhängig ist vom Einfallswinkel und vom Polarisationszustand des Lichtes. Die elektronenfördernde Wirkung kommt dem senkrecht zur Oberfläche des untersuchten Metalls schwingenden elektrischen Vektor zu.

Wiedmann und Hallwachs gelang der Nachweis, daß die Höhe des selektiven Maximums für Kalium bei der Wellenlänge 436 $\mu\mu$ abhängig ist vom Gasgehalt des Metalles. Durch langwierige ununterbrochene Destillationen im besten Vakuum konnten sie das Maximum bei der oben genannten Wellenlänge zum Verschwinden bringen und zeigen, daß der Verlauf der lichtelektrischen Elektronenemission im Bereich von 365 bis 436 $\mu\mu$ ein normaler wird.

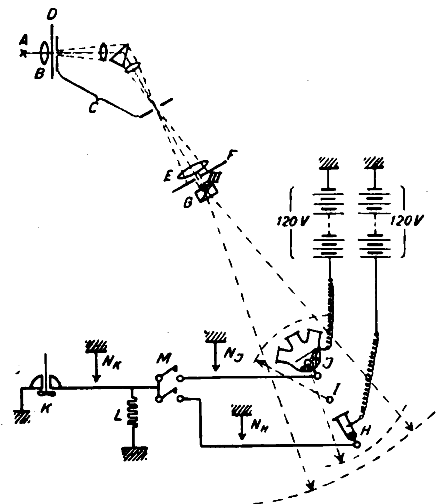
Derselbe Nachweis gelang fast gleichzeitig R. A. Millikan und W. H. Souder durch Schaben einer Lithiumoberfläche im Vakuum. Sie beobachteten sofort nach dem Schaben einen normalen Verlauf der lichtelektrischen Kurve. Bei einem Gasdruck von 0,04 mm Hg in verschiedenen Zeitabständen ausgeführte Messungen an der gealterten Oberfläche ließen ein schwaches Maximum, das dem Lithium zukommt, bei 280 $\mu\mu$ erkennen. Nach 134 Tagen war das Maximum zu beträchtlicher Höhe angewachsen.

Da nach diesen Untersuchungen das lichtelektrische Verhalten der Alkalimetalle im selektiven Gebiete vom Gasgehalt abhängt, drängt sich die Frage nach dem Verhalten der optischen Konstanten des untersuchten Metalles im Falle des Entgasens im gleichen Spektralgebiete auf. Haben doch Elster und Geitel gezeigt: „daß der photoelektrische Strom, soweit er vom Einfallswinkel und Polarisationszustand des erregenden Lichtes abhängt, durch den Betrag der Lichtabsorption an der Kathode bestimmt ist". Die optischen Verhältnisse der Alkalimetalle, insbesondere im Bereich der selektiven Maxima, sind noch wenig untersucht. Unter den Arbeiten von I. B. Nathanson, M. K. Frehafer, A. K. Aster und R. Morgan ist die Arbeit von M. K. Frehafer für die Klärung der Frage zwischen der lichtelektrischen Elektronenemission und Lichtabsorption von besonderem Interesse. Es zeigt hier das Reflexionsvermögen des Natriums ein Minimum in der Gegend des lichtelektrischen Höchstwertes. Die für Kalium erhaltene Kurve hat einen steilen Abfall des Reflexionsvermögens von 436 $\mu\mu$ an nach kurzen Wellen zu. Bei 313 $\mu\mu$ wird dieser Abfall flacher. Das ist aber die Stelle, an der Wiedmann ein zweites Maximum des Kaliums fand, wenn das entgaste Metall mit Sauerstoff in Berührung kam. M. K. Frehafer reinigte das Metall gut, bevor sie es zur Herstellung des Spiegels auf die Quarzplatte goß. Durch die sorgfältige Reinigung ist das Verschwinden des erwarteten Reflexionsminimums bei der Wellenlänge 436 $\mu\mu$ zu erklären. Diese Versuche deuten auf eine Abhängigkeit des optischen Reflexionsvermögens

und Absorptionsvermögens der Metalle vom Gasgehalte hin.

§ 2.

Wir stellten uns zur Aufgabe, zu untersuchen, ob tatsächlich der selektive Effekt durch die Entgasung des Metalles vollständig verschwindet, oder ob er nur spektral verschoben würde. Weiter erschien es notwendig, die lichtelektrische Elektronenemission und das optische Absorptionsvermögen des Metalles in ihrer Abhängigkeit vom Gasgehalt desselben an ein und derselben Oberfläche gleichzeitig zu messen.



A = Quarzquecksilberlampe.
B = Quarzkondensor.
C = Monochromator.
D = Lichtklappe.
E = Quarzflußspatachromat.
F = Auswählender Spalt.
G = Wollastonprisma.
H = Photometerzelle.
J = Spiegelzelle.
K = Hallwachsquadrantelektrometer.
L = Bronsonwiderstand.
M = Umschalter.
N_J, N_H, N_K = Erdschlüssel.
I, II, III = Drehachsen.

Abb. 1.

Als lichtelektrisch empfindliches Metall wurde Kalium gewählt. Zur Bestimmung des optischen Absorptionsvermögens wurde mittels einer lichtelektrischen Photometriermethode, wie sie bereits mehrfach beschrieben worden ist, das optische Reflexionsvermögen gemessen.

Nach früheren Versuchen von Hallwachs und seinen Schülern stand zu erwarten, daß das entgaste Kalium sich lichtelektrisch sehr unempfindlich zeigen würde. Die Anwendung eines monochromatischen, parallelen, linear polarisierten Lichtstrahles, die Absorption in der nicht zu vermeidenden Optik, die Reflexion am Kaliumspiegel bedeuteten aber weitgehendste Verminderung der Intensität des zur Wirkung kommenden Lichtes. Deshalb mußten die drei Veränderlichen der Anordnung — Lichtquelle, Photometerzelle, Elektrometer — auf hohe Intensität bzw. Empfindlichkeit beansprucht werden. Die angewandte Anordnung ist aus Abb. 1 zu ersehen.

§ 3.

Damit die Untersuchungen der lichtelektrischen und optischen Eigenschaften des möglichst weit entgasten und des gashaltigen Kaliums eine Sicherheit über die herrschenden Verhältnisse geben konnten, war es notwendig, für die Untersuchungen am entgasten und gashaltigen Kalium dieselbe Kaliumoberfläche zu benutzen. Die Überführung des entgasten Kaliums in gashaltiges durfte weder durch Umschmelzen, noch durch Entladungen, noch durch irgendeinen sonstigen gewaltsamen Eingriff geschehen. Die auf solche Weise erreichten Umwandlungen auf oder in dem Kalium würden nicht eindeutig der bloßen Anwesenheit des Gases zuzuschreiben sein, weil leicht Trübung des Kaliumspiegels[1]) durch Bildung kolloidalen Kaliums eintreten können. Dadurch war der Weg der Untersuchung vorgeschrieben. Es mußten zunächst die optischen und lichtelektrischen Eigenschaften eines entgasten Kaliumspiegels festgestellt werden. Dann überließ man die Zelle sich selbst und führte nach einiger Zeit die notwendigen Messungen nochmals aus, bis die lichtelektrischen Eigenschaften des anfangs entgasten Metalles durch Aufnahme von Gas von den Glaswänden der Zelle oder aus der Kittsubstanz denen des gashaltigen Metalles glichen.

§ 4.

Die Kurven der Abb. 2 zeigen das optische Absorptionsvermögen einer spiegelnden Kaliumoberfläche in Prozenten des auffallenden Lichtes. Die Kurven der Abb. 3 geben die lichtelektrische Emission derselben spiegelnden Kaliumoberfläche wieder, wobei die Elektronenemission auf die Intensitätseinheit des auffallenden Lichtes bezogen ist. Dabei sind die Kurven I beider Abbildungen 1 Tag, die Kurven II 6 Tage, die Kurven III 15 Tage, die Kurven IV 25 Tage, die Kurven V 35 Tage, die Kurven VI 45 Tage, die Kurven VII 63 Tage und die Kurven VIII 109 Tage nach dem Abschmelzen der Zelle von der Vakuumanordnung gemessen. Es wurde polarisiertes Licht mit dem elektrischen Vektor parallel zur Einfallsebene schwingend bei einem Einfallswinkel von 45^0 verwendet.

Die Kurve der lichtelektrischen Emission kurz nach dem Entgasen (Abb. 3, Kurve I) zeigt ein Maximum bei 313 $\mu\mu$, wobei die Elektronenemission auf Einheiten des auffallenden Lichtes bezogen ist. Die Absorptionskurve des Lichtes kurz nach der Entgasung (Abb. 2, Kurve I) hatte ein Maximum bei der gleichen Wellenlänge.

Nachdem diese Messungen ausgeführt waren, überließ man die Zelle sich selbst, um dem Kalium Zeit zu geben, sich mit Gas zu beladen. Von Zeit

[1]) Die Herstellungsmethode eines optischen Spiegels an festem Kalium wird an anderem Orte beschrieben werden.



zu Zeit wurden dann die optischen und lichtelektrischen Messungen wiederholt. Dabei war festzustellen, daß mit zunehmender Gasbeladung der Oberfläche das Maximum der lichtelektrischen Elektronenemission bezogen auf Einheiten des auffallenden Lichtes von der Wellenlänge 313 $\mu\mu$ zu größeren Wellenlängen wanderte. Mit dem selektiven lichtelektrischen Maximum wanderte gleichzeitig das Maximum der optischen Absorption.

Abb. 2.

Abb. 3.

In Abb. 3 können wir das Wandern des lichtelektrischen Maximums von der Wellenlänge 313 $\mu\mu$ über 365 $\mu\mu$ und 407 $\mu\mu$ bis zur Wellenlänge 436 $\mu\mu$ verfolgen. Weitere Gasbeladung der Kaliumelektrode verursacht darauf keine weitere Verschiebung des Höchstwertes nach größeren Wellenlängen, sondern ein Anwachsen an der Stelle 436 $\mu\mu$. Der selektive Effekt erreichte an dieser Stelle etwa 2 Monate nach dem Abschmelzen der Zelle von der Vakuumanordnung seinen maximalen Wert. Die nächste Messung nach 7 Wochen ergab, daß das selektive Maximum um etwa 50% abgenommen hatte. Man kann annehmen, daß



die Kaliumkathode infolge zu starker Gasaufnahme von den Glaswänden und den Fensterkittungen unempfindlich wird.

Die Kurven der Abb. 2 stellen das optische Absorptionsvermögen in Prozenten des auffallenden Lichtes dar. Man sieht, daß das Absorptionsmaximum mit dem lichtelektrischen Maximum wandert und daß dieses ebenfalls an der Stelle 436 $\mu\mu$ stehen bleibt. An dem Tage, an dem die lichtelektrische Elektronenemission ihren maximalen Wert erreicht, zeigt das optische Absorptionsvermögen seinen größten Wert ebenfalls für die Welle 436 $\mu\mu$.

spektrale Verschiebung der Lage des jeweiligen, von der Entgasung abhängenden optischen Absorptionsmaximums erklären. Dagegen kann nach den vorliegenden Beobachtungen das starke Anwachsen der Elektronenemission bei 436 $\mu\mu$ nicht allein durch das Anwachsen der optischen Absorption gedeutet werden. Hier werden erst weitere Versuche eine Klärung bringen.

§ 5.
Zusammenfassung.

1. Es wird gezeigt, daß bei Bezug der lichtelektrischen Elektronenemission auf Einheiten des auffallenden Lichtes die Entgasung des Kaliums ein Verschieben des selektiven Maximums nach kurzen Wellenlängen mit sich bringt.

Abb. 4.

Geht man dazu über, für die erhaltenen Kurven der Abb. 3 die lichtelektrische Emission auf Einheiten des absorbierten Lichtes zu beziehen, so erhält man die Kurven der Abb. 4.

Die Lichtelektrizität, bezogen auf die Einheit des absorbierten Lichtes, zeigt bei nicht entgastem Kalium und bei weniger weit vorgeschrittener Entgasung ein Maximum bei 436 $\mu\mu$, während bei starker Entgasung die Lichtelektrizität, bezogen auf Einheiten des absorbierten Lichtes, einen normalen Verlauf zeigt.

Die wandernden Maxima der lichtelektrischen Elektronenemission bei Bezug auf Einheiten des auffallenden Lichtes lassen sich gut durch die

2. Mit wachsender Gasbeladung der Oberfläche wandert das selektive Maximum bis zur Welle 436 $\mu\mu$ und ändert bei weiterer Gasbeladung nicht mehr seine spektrale Lage, sondern nur die Höhe.

3. Das optische Absorptionsvermögen des Kaliums ist abhängig vom Gasgehalt der Oberfläche.

4. An der Stelle des jeweiligen Höchstwertes der lichtelektrischen Elektronenemission liegt ein Maximum der Lichtabsorption.

5. Die Reduktion der lichtelektrischen Emission



auf Einheiten des absorbierten Lichtes gibt von einem gewissen Entgasungszustande an einen normalen Verlauf der lichtelektrischen Elektronenemission.

Der Absorptionskoeffizient des Lichtes und der Photoelektronen für kathodisch zerstäubtes Platin.

Von H. Goldschmidt und H. Dember.

Inhalt: Es wird eine Anordnung beschrieben, mit der durchsichtige, auf Quarz durch Kathodenzerstäubung niedergeschlagene Platinschichten unter Benutzung spektral zerlegten ultravioletten Lichtes auf ihre optischen und lichtelektrischen Eigenschaften untersucht werden. Die experimentell gefundenen Werte des optischen Durchlässigkeits- und Reflexionsvermögens sowie des lichtelektrisch ausgelösten Elektronenstromes gestatten es, den Absorptionskoeffizienten des Lichtes und der Photoelektronen zu berechnen.

§ 1. Einleitung.

Partzsch und Hallwachs[1]) untersuchten 1913 neben den lichtelektrischen Eigenschaften das optische Reflexions- und Durchlässigkeitsvermögen durchsichtiger, auf Quarz niedergeschlagener Metallschichten sowohl in theoretischer wie in experimenteller Hinsicht. Schon vorher waren die lichtelektrischen Eigenschaften dünner Metallschichten mehrfach gemessen worden, es sei unter anderem an die Arbeiten von E. Ladenburg[2]), H. Rubens und E. Ladenburg[3]), J. Robinson[4]), O. Stuhlmann jr.[5]) erinnert. Die beiden erstgenannten Forscher schlugen insofern einen neuen Weg ein, als sie zum ersten Male gleichzeitig die optischen und lichtelektrischen Eigenschaften eines Metalles festlegten und damit das Problem des Durchganges des Lichtes und der Elektronen durch Metallschichten wesentlich förderten, denn nur nach einer genauen Kenntnis der optischen Eigenschaften und damit der optischen Konstanten dünner Metallschichten ist es möglich, die lichtelektrischen Eigenschaften der Metalle festzulegen.

Vor allem schien es aussichtsreich, die von Partzsch und Hallwachs mit unzerlegtem Licht vorgenommenen Untersuchungen mit spektral zerlegtem Licht weiterzuführen, um auf diese Weise eine genaue Kenntnis des Absorptionskoeffizienten des Lichtes und der Photoelektronen als Funktion der Wellenlänge des Lichtes und der Schichtdicke zu erhalten.

---

[1]) A. Partzsch und W. Hallwachs, Ann. d. Phys. **41** (1913), 247.

[2]) E. Ladenburg, Ann. d. Phys. **12** (1903), 558.

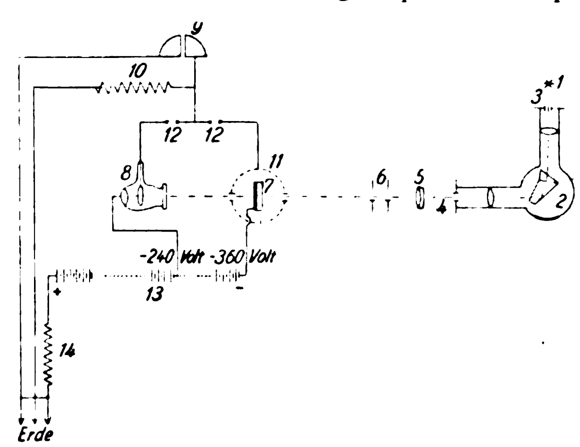
[3]) H. Rubens und E. Ladenburg, Ber. d. deutsch phys. Ges. **24** (1907), 749.

[4]) J. Robinson, Physik. Zeitschrift **13** (1912), 276; Phil. Mag. **23** (1912), 542; **25** (1913), 115; **3** (1916), 421.

[5]) O. Stuhlmann jr., Phil. Mag. **20** (1910), 331; **22** (1911), 854.

§ 2. Die Versuchsanordnung.

Über die Versuchsanordnung gibt Abb. 1 Aufschluß. Das von einer Quarzquecksilberlampe



1. Quarz-Quecksilberlampe.
2. Monochromator.
3. vorderer } Monochromatorspalt.
4. hinterer } Monochromatorspalt.
5. Achromat.
6. Blenden.
7. Quarzscheibe mit Metallschicht.
8. Lichtelektrische Zelle.
9. Quadrantenelektrometer.
10. Bronsonwiderstand.
11. Netz aus Kupferoxyd.
12. Schalter in der Elektrometerzuleitung.
13. Hochspannungsbatterie.
14. Wasserwiderstand.

Abb. 1. Schematische Skizze der Versuchsanordnung.

ausgestrahlte Licht zerlegte ein Monochromator, der ein Meßbereich von 500—200 $\mu\mu$ umfaßte. Das aus dem Monochromator austretende, einfarbige Lichtbündel fiel auf den Belag einer Kaliumzelle mit Quarzfenster, an derem Kaliumbelag ein negatives Potential von 240 Volt lag. Die ringförmige Elektrode der Zelle führte zu einem Quadrantenelektrometer. Seine Empfindlichkeit betrug bei optischen Messungen 1600 Skalenteile pro Volt in 3 m Skalenabstand, bei den lichtelektrischen 2500 Skalenteile.

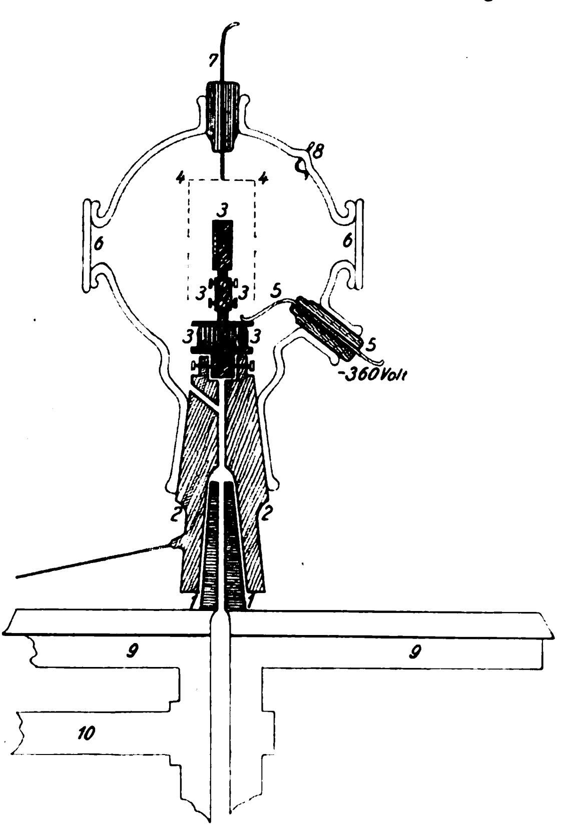
Die Kaliumzelle war am beweglichen Arme eines Spektrometertisches befestigt und diente zum Messen der von den Metallschichten durchgelassenen und reflektierten Lichtintensitäten. Zu dem Zwecke wurde in den Strahlengang des Lichtbündels die auf Quarz niedergeschlagene Platinschicht derart gebracht, daß die Ebene der Metallschicht in die lotrechte Achse des Spektrometertisches senkrecht zur Richtung des einfallenden Lichtes zu liegen kam.

Die Metallschicht saß in einem in der senkrechten Achse des Spektrometertisches befindlichen Messinghalter, dessen nach Art eines Schraubenfutters angebrachten 8 Stellschrauben eine sehr genaue Zentrierung der Metallschicht, die für optische Messungen, zumal bei reflektiertem Licht, unbedingt erforderlich ist, ermöglichte.

Um das von der Platinschicht reflektrierte Licht zu messen, wurde die Kaliumzelle durch



Drehen des Spektrometerarmes in den Gang des reflektierten Lichtbündels gebracht, wobei zu beachten war, daß durch die Drehung der Zelle und der mit ihr verbundenen Elektrometerleitung keine



1. Eisenkonus.
2. Messingkonus.
3. Träger für Quarzscheibe mit Bernsteinisolation und Schraubenfutter.
4. Netz aus Kupferoxyd.
5. Zuführung der negativen Spannung mit Schleifkontakt.
6. Quarzfenster.
7. Elektrometerleitung mit Bernsteinisolation.
8. Erdung des Silberbelages.
9. Spektrometertisch.
10. Beweglicher Spektrometerarm; Träger der Kaliumzelle.

Abb. 2. Längsschnitt der Meßzelle.

Kapazitätsänderung des Systems eintreten durfte. Diese Aufgabe wurde in der gleichen Weise gelöst wie beim lichtelektrischen Spektralphotometer nach H. Dember.[6]) Genaue senkrechte Inzidenz bei Bestimmung der Reflexion war infolge räumlicher Ausdehnung der Kaliumzelle nicht möglich. Es mußte deshalb bei den Messungen in Luft ein Einfallswinkel von $\sim 7^0 45'$ gewählt werden, während bei den im Vakuum (s. unten) ausgeführten Messungen sich ein Einfallswinkel von 45^0 als besonders günstig erwies.

Zur Bestimmung des lichtelektrischen Effektes der Metallschichten wurde an das Metall eine negative Spannung von 360 Volt gelegt. Die durch Bestrahlung mit kurzwelligem Licht ausgelösten Elektronen fing ein mit dem Elektrometer verbundenes, zylinderförmiges Netz auf, das die Metallschicht bis auf drei kleine Spalte für den Lichtdurchgang vollständig umschloß.

Die Platinschichten wurden durch kathodische Zerstäubung in einem Wasserstoffvakuum von $0{,}5 \cdot 10^{-2}$ mm Druck unter Beachtung der hierbei notwendigen Vorsichtsmaßregeln[7]) [8]) [9]) [10]) in einem besonderen Zerstäubungsgefäß hergestellt.

Die ursprüngliche Absicht, die optischen und lichtelektrischen Untersuchungen der Schichten im Zerstäubungsgefäß selbst vorzunehmen, konnte nicht ausgeführt werden, da sich im Zerstäubungsgefäß keine genaue Justierung der Platinschichten ermöglichen ließ. Die Schichten mußten daher nach ihrer Herstellung aus dem Zerstäubungsgefäß herausgenommen und, da eine Untersuchung in Luft nicht angängig erschien, in eine besondere Meßzelle eingesetzt werden. Den Bau dieser Zelle zeigt Abb. 2.

Somit stand dem Vorteil der genauen Justierung der Nachteil gegenüber, daß die Schichten vor der Messung eine gewisse, wenn auch kurze Zeit mit atmosphärischer Luft in Berührung kamen. Bei der chemischen Beständigkeit des Platins kann angenommen werden, daß der kurze Aufenthalt der Schichten in der Luft für die optischen Messungen belanglos ist. Um jedoch sicher zu gehen, ist in der ganzen Arbeit besonderer Wert auf die Untersuchung der Schichten in der Stellung „Schicht hinten" gelegt worden. Mit „Schicht hinten" ist die Stellung bezeichnet, in der die auf Quarz niedergeschlagene Metallschicht dem einfallenden Lichte abgewandt ist. Der einfallende Lichtstrahl durchsetzt also das System in der Richtung Quarz–Metall. In dieser Stellung trifft der Lichtstrahl auf eine reine, durch Quarz geschützte Oberfläche. Auch ist die theoretische Behandlung der optischen und lichtelektrischen Eigenschaften der Metallschichten in dieser Stellung in vielen Fällen einfacher als in der umgekehrten, die mit „Schicht vorn" bezeichnet werden soll, bei der also die Metallseite dem einfallenden Licht zugewandt ist.

§ 3. Die optischen Messungen.

Die optische Untersuchung der Schicht geschah in folgender Weise. Während der Herstellung der Schicht im Zerstäubungsgefäß wurde die Empfindlichkeit der Kaliumzelle für die zur Bestimmung des Durchlässigkeits- und Reflexionsvermögens der Platinschichten benutzten folgenden elf Wellenlängen in $\mu\mu$ bestimmt:

[6]) H. Dember, Ann. d. Phys. **49** (1916), 599.

[7]) J. Moser, Wied. Ann. **42** (1891), 639.
[8]) B. Dessau, Wied. Ann. **29** (1886), 353.
[9]) Rümelin, Phys. Zeitschr. **13** (1912), 1022.
[10]) O. Wiener, Ann. d. Phys. **31** (1887), 673.

435,8 404,6 365,5 313,1 302,1 280,6, 265,5 253,6 248,2 237,8 226,0.

Hierauf wurde die frisch hergestellte Schicht schnell in die Meßzelle in der Stellung „Schicht hinten" eingesetzt. Nach dem Auspumpen der Zelle auf etwa 10^{-5} mm Hg erfolgten zuerst die lichtelektrischen Untersuchungen der Schicht. Auf diese soll in § 5 besonders eingegangen werden. An diese Messungen schloß sich die Bestimmung der Durchlässigkeit und des Reflexionsvermögens

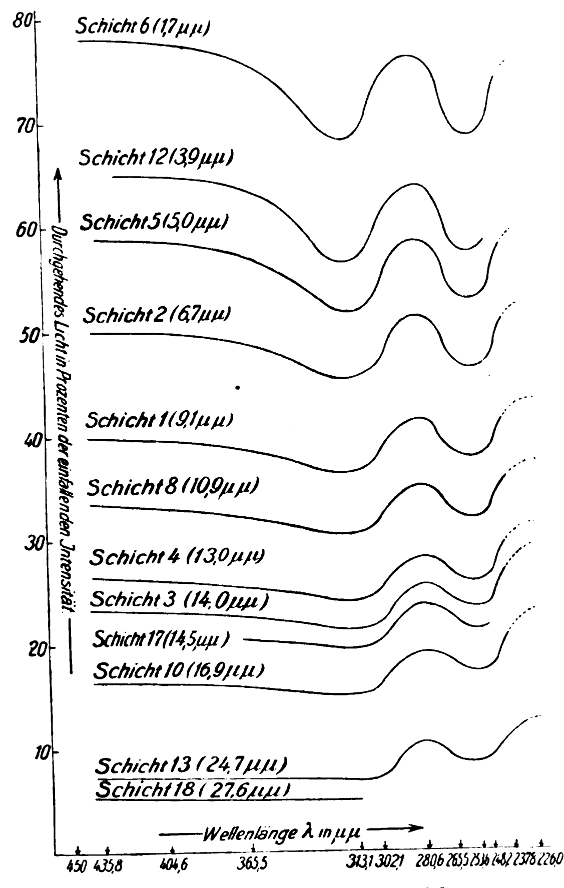


Abb. 3a. Durchgehendes Licht. Platin, kathodisch auf Quarz niedergeschlagen.

in der Stellung „Schicht hinten" und „Schicht vorn" an. Den Schluß bildete eine nochmalige Intensitätsprüfung der Lampe für die zum Messen benutzten elf Hg-Linien. Diese Untersuchungen beanspruchten für eine einzige Schicht einen Zeitraum von etwa 5 Stunden, ungerechnet der oft langwierigen Vorarbeiten, so daß im allgemeinen täglich nur eine Schicht, selten zwei durchgemessen werden konnten.

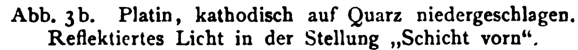
Die erhaltenen Meßresultate — das durchgehende und reflektierte Licht in Prozenten der einfallenden Intensität als Funktion der Wellenlänge — sind im folgenden tabellarisch (Tabelle 1) und graphisch (Abb. 3a, 3b, 3c) zusammengestellt.

Tabelle 1.

Durchgehendes (D) und reflektiertes Licht in den Stellungen „Schicht vorn" (R_v) und „Schicht hinten" (R_h) in Prozenten der einfallenden Intensität.

(Auszug aus den Meßergebnissen.)

Wellenlänge λ des Lichtes in μμ	Schicht 6 (1,7 μμ)			Schicht 12 (3,9 μμ)			Schicht 5 (5,0 μμ)			Schicht 2 (6,7 μμ)			Schicht 1 (9,1 μμ)			Schicht 8 (10,9 μμ)			Schicht 9 (13,0 μμ)			Schicht 3 (14,0 μμ)			Schicht 10 (16,9 μμ)			Schicht 13 (24,7 μμ)		
	D	R_h	R_v	D	R_h	R_v	D	R_h	R_v	D	R_h	R_v	D	R_h	R_v	D	R_h	R_v	D	R_h	R_v	D	R_h	R_v	D	R_h	R_v	D	R_h	R_v
435,8	78,2	6,9	12,8	65,1	5,1	—	58,8	5,5	14,7	50,1	7,2	19,8	39,9	8,6	23,9	33,4	—	—	26,6	14,6	33,7	23,5	17,5	43,7	16,6	24,0	—	7,4	33,0	—
404,6	77,4	6,7	12,7	64,3	5,3	13,5	58,1	5,3	14,5	49,4	6,9	19,3	39,4	8,3	23,5	32,7	10,4	29,7	26,0	14,2	32,8	23,0	17,0	41,9	16,3	23,4	45,5	7,2	32,3	56,0
365,5	75,9	6,3	12,1	63,3	4,9	—	57,1	4,8	14,1	48,5	6,5	18,7	38,6	7,9	22,9	32,0	9,9	—	25,4	13,6	31,2	22,5	16,2	40,3	16,0	22,4	—	6,9	31,1	—
313,1	68,0	5,4	11,3	56,2	4,2	—	51,5	4,2	13,5	44,9	5,7	18,0	36,3	7,0	21,8	30,5	8,7	—	24,2	11,7	28,6	21,3	13,5	36,9	15,0	19,3	—	6,8	28,0	—
302,1	71,1	5,7	11,8	58,7	4,2	—	52,3	4,2	13,9	46,0	5,7	17,8	37,3	6,9	21,3	31,2	9,1	—	24,7	11,7	28,5	21,8	13,6	36,3	15,5	19,7	—	6,9	29,0	—
280,6	75,8	7,2	14,0	63,6	4,7	—	58,3	4,7	16,0	51,0	7,2	20,3	41,2	8,6	23,0	34,7	11,0	—	28,0	14,6	32,0	25,3	17,5	39,6	19,0	24,0	—	10,3	32,0	—
265,5	70,7	6,5	13,3	58,9	4,5	—	54,0	4,5	15,7	47,0	6,5	19,9	38,5	7,9	22,0	32,5	9,1	—	26,6	13,5	31,5	24,1	16,0	39,5	18,0	22,0	—	8,7	30,5	—
253,6	68,3	5,4	11,9	57,1	4,2	—	52,5	4,0	14,0	46,0	5,3	18,0	37,6	6,5	21,0	31,5	8,5	—	25,7	10,9	28,2	23,1	12,6	36,4	16,8	18,7	—	8,4	26,2	—
248,2	69,0	5,4	11,8	58,0	4,0	—	53,2	4,3	13,6	46,5	5,3	17,9	38,0	6,5	20,8	32,2	—	—	26,1	10,8	27,8	23,5	12,5	36,3	17,2	18,5	—	8,6	26,0	—
237,8	74,7	6,0	11,8	—	4,5	—	58,7	4,4	13,5	41,8	5,9	17,8	41,8	7,2	20,7	35,7	—	—	29,7	12,3	27,4	27,2	14,1	36,5	21,0	19,9	—	11,0	27,5	—
226,0	75,5	6,5	11,6	—	4,6	—	59,5	4,8	13,4	42,9	6,2	17,5	42,9	7,5	20,9	36,9	—	—	31,0	12,7	27,7	29,0	14,8	37,5	22,9	20,9	—	12,2	29,0	—


Abb. 3b. Platin, kathodisch auf Quarz niedergeschlagen. Reflektiertes Licht in der Stellung „Schicht vorn".

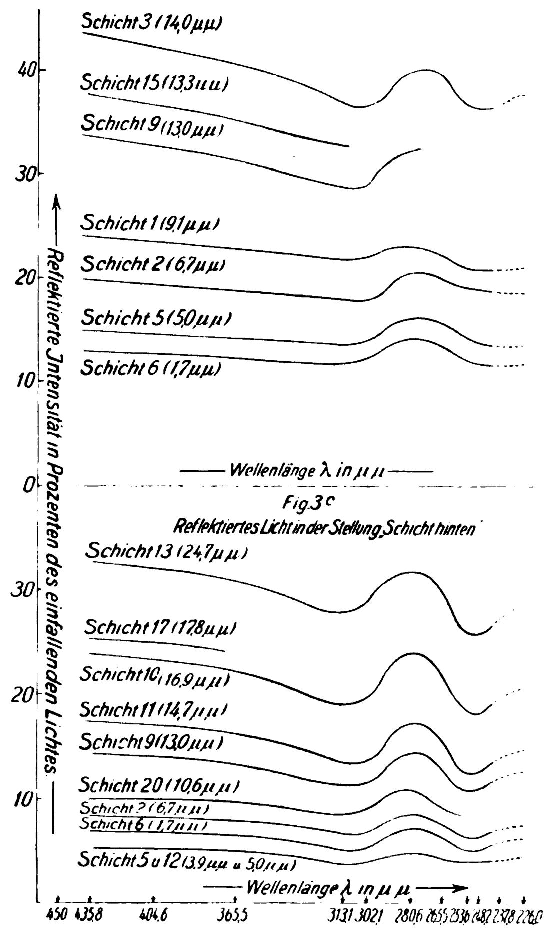


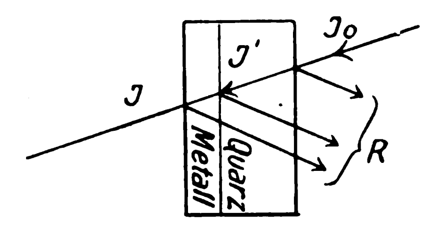
Abb. 3c. Reflektiertes Licht in der Stellung „Schicht hinten".

Aus diesen Aufzeichnungen ist zu ersehen, wie mit abnehmender Wellenlänge, besonders bei sehr dünnen Schichten, auch die Durchlässigkeit abnimmt, um nach Passieren eines Minimums einem bei etwa 280 $\mu\mu$ gelegenen Maximum zuzustreben. Das Reflexionsvermögen zeigt ähnlichen Verlauf: Anfangs allmähliches Abnehmen und hierauf Durchgang durch ein an gleicher Stelle ($\sim \lambda$ 280 $\mu\mu$) gelegenes Maximum. Das Resonanzwellenlängengebiet des Platins kommt auf diese Weise gut zum Ausdruck. Eine genaue Bestimmung der Resonanzwellenlänge des Platins konnte allerdings an dieser Stelle nicht durchgeführt werden. Sie hätte das Messen einer größeren Anzahl von Wellenlängen in dem betreffenden Gebiet erfordert. Das war aber deswegen nicht möglich, da die benutzte Hg-Lampe gerade an dieser Stelle (λ 280 $\mu\mu$) nur wenige und sehr lichtschwache Linien lieferte.

Die unterhalb λ 240 $\mu\mu$ liegenden Werte konnten infolge der geringen Elektrometerausschläge nicht mehr mit derselben Genauigkeit bestimmt werden, wie die übrigen Daten. Sie sind deshalb in der graphischen Darstellung nur punktiert eingezeichnet.

§ 4. Die Bestimmung der Schichtdicke und des Extinktionskoeffizienten $N\varkappa$.

Eine genaue Schichtdickenbestimmung dünnster Schichten ist mit großen Schwierigkeiten verknüpft. Zuerst ist versucht worden, die Schichtdicke durch Wägung zu ermitteln. Da sich dieses Verfahren bei den Schichten unterhalb 10 $\mu\mu$ Stärke als zu ungenau erwies und optische, auf Interferenzenmessung beruhende Methoden infolge zu geringer Schichtdicke nicht in Frage kamen, ist dazu übergegangen worden, die Stärke der Schichten aus einer von Herrn Dr. Herrmann[11]) im hiesigen Institut entwickelten Näherungsformel, deren Ableitung im folgenden gegeben werden soll, zu berechnen. Nennt man (siehe Abb. 4)



J_0 = das in der Pfeilrichtung einfallende Licht.
J' = in das Metall eindringende Licht.
J = das austretende Licht.
R = das gesamte reflektierte Licht.
A_Q = das im Quarz absorbierte Licht.
ϱ_Q = Reflexionskoeffizient des Quarzes.
α_Q = Absorptionskoeffizient des Quarzes.

Abb. 4.

und nimmt man an, daß das Licht im Metall nach einer e-Funktion geschwächt wird, so kann für die austretende Intensität J angesetzt werden

$$J = J' e^{-\alpha d}. \qquad (1)$$

Die Metalloptik[12]) lehrt, daß der Absorptionskoeffizient α, wenn man den Brechungsexponent des Metalles in der Form

$$n_M = N(1 - i\varkappa)$$

schreibt, den Wert besitzt

$$\alpha = 4\pi N\varkappa d/\lambda, \qquad (2)$$

worin λ die Wellenlänge des einfallenden Lichtes bedeutet. Es ist üblich, das Produkt $N\varkappa$ mit dem Namen Extinktionskoeffizient zu bezeichnen. Unter Berücksichtigung von (2) erhält Gleichung (1) die Gestalt

[11]) K. Herrmann, Phys. Institut Dresden 1922.
[12]) A. Haas, Einf. i. d. theor. Phys. Berl. u. Lpz. 1921, Band I, 281.

$$J = J' e^{-4\pi N \varkappa d/\lambda}.$$

Schwierigkeiten ergeben sich bei der Bestimmung von J'. In erster Annäherung kann dafür geschrieben werden

$$J' = J_0 - R - A_Q.$$

Damit wird J' etwas zu klein angesetzt, da auch R das an der Grenze Metall–Luft reflektierte Licht enthält. Für den auf die Quarzabsorption A_Q entfallenden Betrag kann näherungsweise gesetzt werden

$$A_Q = (J_0 - J_0 \varrho_Q)\alpha_Q.$$

Es bleiben also die mehrfachen Reflexionen im Quarz unberücksichtigt. Vernachlässigt man im letzten Ausdruck das Produkt $\alpha_Q \varrho_Q$, so erhält man

$$J = \{J_0(1 - \alpha_Q) - R\} e^{-4\pi N \varkappa d/\lambda}. \quad (3)$$

Je nachdem, ob man die Formel (3) nach d oder $N\varkappa$ auflöst, also in der Form

$$d = \frac{\lambda}{4\pi N\varkappa} \ln \frac{J_0(1 - \alpha_Q) - R}{J} \quad (3\,a)$$

oder

$$N\varkappa = \frac{\lambda}{4\pi d} \ln \frac{J_0(1 - \alpha_Q) - R}{J} \quad (3\,b)$$

schreibt, kann sie zur Berechnung der Schichtdicke d oder bei bekannter Schichtdicke d zur Bestimmung des Produktes $N\varkappa$ benutzt werden. Der in den Formeln enthaltene Quarzabsorptionskoeffizient α_Q kann aus dem Reflexions- und Durchlässigkeitsvermögen einer unbestäubten Quarzplatte berechnet werden.

Daß man gegen die Ableitung dieser Formeln große Bedenken hegen muß, liegt auf der Hand. Vor allem erscheint es fraglich, ob sie der getroffenen Vernachlässigungen wegen für die allerdünnsten Schichten anwendbar bleiben.

Es war daher notwendig zu prüfen, ob und bis zu welcher Schichtdicke herab diese Formeln angewandt werden können. Die Prüfung geschah in folgender Weise. Aus den Formeln (3) wurde — unter Benutzung des von W. Meier[13]) für die Wellenlänge $\lambda = 404{,}6\ \mu\mu$ berechneten Extinktionskoeffizienten $N\varkappa = 2{,}900$ — aus den experimentell gefundenen Werten des Durchlässigkeits- und Reflexionsvermögens die Dicke der untersuchten Schichten berechnet.

Trägt man für die Wellenlänge λ 404,6 $\mu\mu$ das gemessene durchgehende und reflektierte Licht in den Stellungen „Schicht vorn" und „Schicht hinten" als Funktion der Schichtdicke auf, so erhält man, da das durchgehende Licht in der Stellung Schicht vorn und Schicht hinten gleich ist, die drei Kurven der Abb. 5.

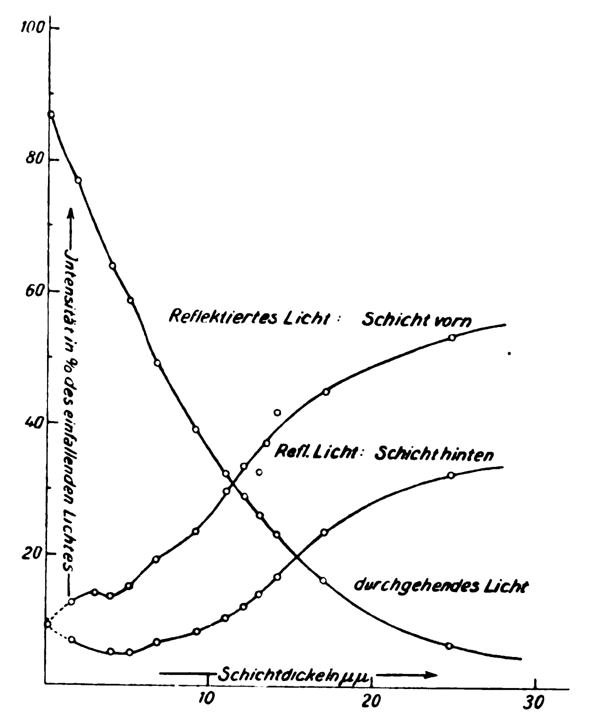


Abb. 5. Experimentelle Werte des durchgehenden und reflektierten Lichtes für kathodisch auf Quarz niedergeschlagenes Platin für $\lambda = 404{,}6\ \mu\mu$ als Funktion der Schichtdicke (Schichtdicke aus Näherungsformel berechnet.)

Unter ihnen ist besonders charakteristisch das reflektierte Licht in der Stellung Schicht hinten. Man erkennt ein gut ausgeprägtes Minimum der Reflexion in der Gegend $d = 4\,\mu\mu$, eine Unstetigkeitsstelle bei $d \sim 7\,\mu\mu$ und sieht, daß bei $d \sim 10\,\mu\mu$ das Reflexionsvermögen den für die Schichtdicke $d = 0$ geltenden Wert wieder erreicht. Diese drei Kurven sind mit denjenigen, die sich aus einer exakten Theorie des Durchganges des Lichtes durch zwei planparallele, aufeinanderliegende Platten (Quarz, Metall) ergeben, verglichen worden. Diese Theorie ist die Weiterführung der von W. Voigt[14]) allgemein angestellten Betrachtungen über

[13]) W. Meier, Ann. d. Phys **31** (1910), 1017. Bestimmungen des Extinktionskoeffizienten des Platins liegen zwei vor. Die eine von W. Meier (l. c.) für zerstäubtes Platin, die andere von Hagen und Rubens [Ann. d. Phys. **8** (1902), 432] für elektrolytisch niedergeschlagenes Platin. In der Gegend von $\sim 400\ \mu\mu$ finden die beiden Verfasser nahezu gleiche Werte, weswegen die vorliegenden Berechnungen für die Wellenlänge λ 404,6 $\mu\mu$ ausgeführt worden sind.

[14]) W. Voigt, Compendium d. Phys., Band II, 643. Die Voigtsche Theorie ist für den Fall einer auf Quarz oder Glas niedergeschlagenen Metallschicht von F. Kaempf [Ann. d. Phys. **16** (1905), 312] und von Rumpelt, Partzsch und Hallwachs (l. c.) spezialisiert worden. Diese dabei erhaltenen Formeln sind jedoch für den vorliegenden Fall nicht brauchbar, da in ihnen die Reflexionsgrenze Luft–Quarz vernachlässigt worden ist und sie infolgedessen bei den dünnsten Schichten keine genauen Werte liefern.

den Durchgang des Lichtes durch eine planparallele isotrope, zwischen zwei verschiedenen Medien befindliche Platte und erfordert langwierige und umständliche Rechnungen, auf die an anderer Stelle gesondert eingegangen werden soll.

Die dabei erhaltenen Formeln für das durchgehende und reflektierte Licht in den beiden Stellungen „Schicht vorn" und „Schicht hinten" sind zu umfangreich, um hier selbst mitgeteilt werden zu können. Nur die aus ihnen folgende graphische Darstellung der drei Kurven sei wiedergegeben, die man erhält, wenn man wiederum für die Wellenlänge $\lambda = 404,6\ \mu\mu$ das errechnete durchgehende und reflektierte Licht als Funktion der Schichtdicke (Abb. 6) aufträgt.

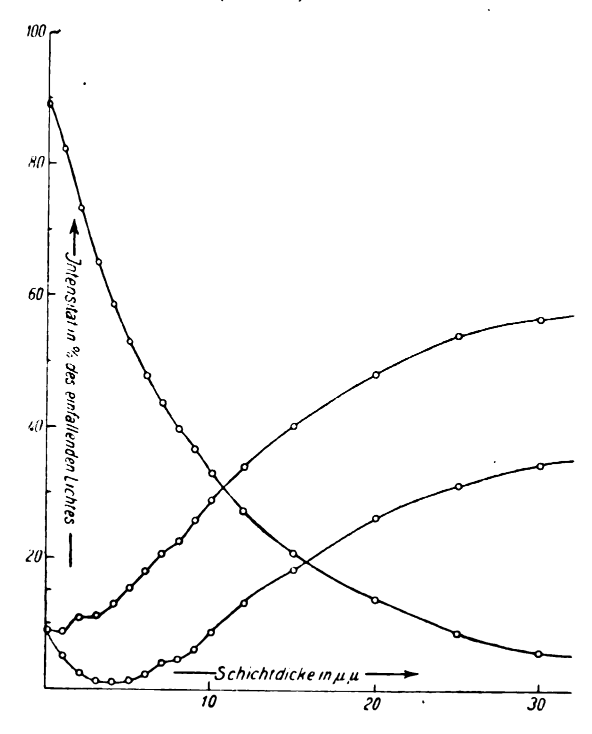


Abb. 6. Theoretische Werte des durchgehenden und reflektierten Lichtes nach der „2-Platten-Theorie" für Platin für $\lambda = 404,6\ \mu\mu$.

Man erkennt sofort die gute Übereinstimmung zwischen den beiden Abb. 5 und 6, was sich vor allem am reflektierten Licht in der Stellung „Schicht hinten" zeigt. Das Minimum der Reflexion liegt bei $d \sim 4\ \mu\mu$, die Unstetigkeitsstelle bei $d \sim 7\ \mu\mu$, bei $d \sim 10\ \mu\mu$ ist der von der unbestäubten Quarzplatte reflektierte Betrag wieder erreicht. Kleinere Abweichungen im Kurvenverlauf beider Abbildungen, so vor allem das viel zu tiefe Minimum der Reflexion in Abb. 6 ergeben sich daraus, daß in den theoretisch abgeleiteten Kurven einmal die Quarzabsorption vernachlässigt worden ist, zum anderen aber $N\varkappa$ als unabhängig von der Schichtdicke angesehen worden ist, was jedoch, wie die nachfolgende Tabelle zeigt, und auch schon von O. Stuhlmann jr.[15]) ausgesprochen und von K. T. Compton und Ross[16]) vermutet worden ist, bei den dünnsten Schichten nicht mehr zutrifft. Ein Vergleich beider Kurvenzüge lehrt, daß die Näherungsformel (3) unbedenklich bis zu Schichtdicken von etwa $4\ \mu\mu$ herab oder weniger angewandt werden kann.

Die Berechnung des Extinktionskoeffizienten $N\varkappa$ des Platins gestaltet sich nun einfach. Für die Wellenlänge $\lambda = 404,6\ \mu\mu$ wird er, aus den Messungen von W. Meier (l. c.) folgend und in guter Übereinstimmung mit Hagen und Rubens (l. c.) als bekannt vorausgesetzt und dazu benutzt, um mittels Formel (3a) und unter Berücksichtigung des Verlaufes der Kurven in Abb. 6 die Dicke der untersuchten Schichten festzustellen. Die übrigen Extinktionskoeffizienten werden aus der Formel (3b) berechnet. Sie sind graphisch in Abb. 7 und tabellarisch in Tabelle 2 zusammengestellt.

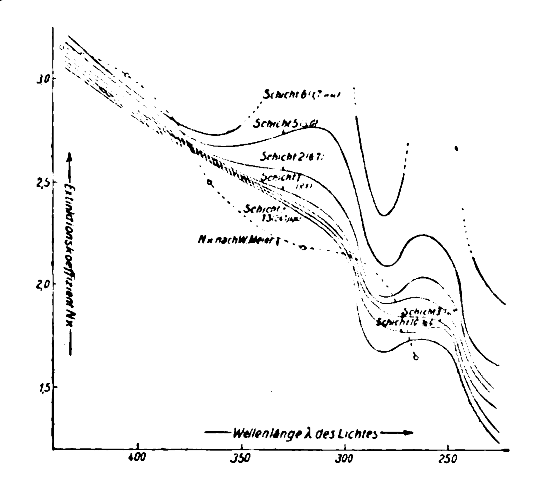


Abb. 7. Extinktionskoeffizient $N\varkappa$ für kathodisch zerstäubtes Platin als Funktion der Wellenlänge des Lichtes.

Diese Zusammenstellung läßt erkennen, daß das Produkt $N\varkappa$ für durchsichtige, durch Zerstäubung hergestellte Metallschichten für die geringsten Schichtdicken nicht nur eine Funktion der Wellenlänge des Lichtes, sondern auch der Schichtdicke ist. Besonders bei kurzwelligem Licht bemerkt man mit abnehmender Schichtdicke ein starkes Anwachsen des Extinktionskoeffizienten, während für Licht größerer Wellenlänge $N\varkappa$ bis zu etwa $10\ \mu\mu$ Dicke herab konstant bleibt.

Die aus Schicht 6 (1,7 Stärke) errechneten Werte von $N\varkappa$ sind in Klammer gesetzt, da es fraglich erscheint, ob für diese Schichtdicke Näherungsformel (3) noch anwendbar ist.

[15]) O. Stuhlmann jr., Phys. Rev. **13** (1919), 109.
[16]) K. T. Compton u. L. W. Ross, Phys. Rev. **13** (1919), 374.

Tabelle 2 (Auszug). Der Extinktionskoeffizient $N\varkappa$ des zerstäubten Platins.

Wellenlänge λ des Lichtes in μμ	Schicht 6 1,7 μμ	Schicht 5 5,0 μμ	Schicht 2 6,7 μμ	Schicht 1 9,1 μμ	Schicht 4 13,0 μμ	Schicht 3 14,0 μμ	Schicht 10 16,9 μμ	Schicht 13 24,7 μμ
435,8	(3,22)	3,18	3,11	3,10	3,07	3,07	3,07	3,07
404 6	(2,95)	2,95	2,90	2,88	2,88	2,88	2,87	2,87
365.5	(2,72)	2,68	2,63	2,62	2,61	2,61	2,61	2,62
313,1	(3,83?)	2,76	2,50	2.39	2,36	2,36	2,34	2,30
302,1	(3,32?)	2,67	2,39	2,28	2,27	2,27	2,25	2,20
280,6	(2,31)	2,08	1,91	1,89	1,87	1,84	1,79	1,67
265,5	(2,96)	2,24	2,04	1,93	1,84	1,81	1,76	1,73
253 6	(3,05)	2,16	1,97	1,87	1,82	1,81	1,79	1,70
248,2	(2,95)	2,10	1,93	1.83	1,78	1,77	1,75	1,67
237,8	(2,12)	1,71	1,59	1,58	1,52	1,50	1,45	1,41
226,0	(1,93)	1,60	1,48	1,46	1,39	1,34	1,31	1,25

§ 5. Vorbemerkung zu den lichtelektrischen Untersuchungen.

Für die lichtelektrischen Untersuchungen, deren Ziel die Bestimmung des Absorptionskoeffizienten der Photoelektronen war, wies die benutzte Versuchsanordnung einen Mangel auf: die frisch hergestellten Schichten waren vor dem Einsetzen in die Meßzelle kurze Zeit der Berührung mit atmosphärischer Luft ausgesetzt. Im Interesse einer genauen Justierung der Schichten, die für die optischen Messungen — wie bereits dargegelegt — unbedingt notwendig war, ließ sich diese Maßnahme nicht umgehen. Diese kurze Berührung mit Luft ist für die optischen Messungen sicher belanglos, für die empfindlicheren lichtelektrischen aber bedenklicher. Um von etwaigen Veränderungen, die die freie Oberfläche der Schichten durch Berührung mit atmosphärischer Luft erlitten haben könnte, in weitem Maße unabhängig zu sein, sind alle lichtelektrischen Untersuchungen, deren Ausführung aus der in § 2 gegebenen Beschreibung der Versuchsanordnung ohne weiteres hervorgeht, in der Stellung „Schicht hinten" ausgeführt worden.

Abgesehen von diesen Bedenken liegt der Wert der lichtelektrischen Messungen darin, daß die Durchrechnung der Meßergebnisse insofern auf keine Schwierigkeiten mehr stößt, als die bisher nur mangelhaft bekannten optischen Konstanten der Metallschichten, die in die Rechnung eingehen, durch die vorher beschriebenen optischen Untersuchungen gewonnen werden konnten.

Während diese Untersuchungen im Gange waren, erschienen zwei Arbeiten von O. Stuhlmann jr.[15]) und K. T. Compton und Ross[16]), die, ebenfalls auf den Messungen von Partzsch und Hallwachs[1]) fußend, sich mit den lichtelektrischen Eigenschaften dünner Metallschichten befassen. Die experimentellen und theoretischen Ergebnisse dieser zwei Arbeiten sind nicht überall in guter Übereinstimmung. Es war daher zu hoffen, daß durch vorliegende Untersuchungen Einiges zur Klärung der von beiden Forschern gewonnenen widersprechenden Resultate beigetragen werden konnte.

[15]) l. c.
[16]) l. c.
[1]) l. c.

§ 6. Die Ergebnisse der lichtelektrischen Messungen.

Die lichtelektrischen Messungen sind für sämtliche Platinschichten für die 5 Wellenlängen in μμ

265,5 254,6 248,2 237,8 226,0

ausgeführt worden. Die Meßergebnisse — die lichtelektrischen Ströme in der Stellung „Schicht hinten" als Funktion der Schichtdicke — veranschaulicht Abb. 8.

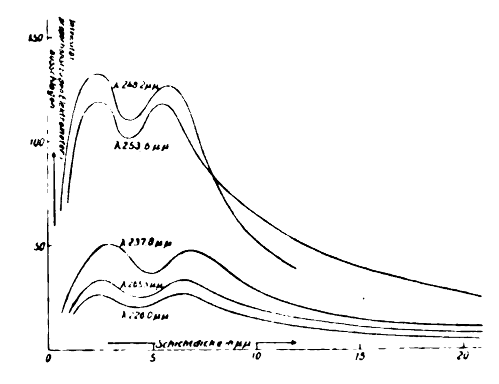


Abb. 8. Lichtelektrischer Strom kathodisch niedergeschlagener Platinschichten in der Stellung „Schicht hinten" als Funktion der Schichtdicke.

Alle fünf Kurven dieser Abbildung sind durch das Auftreten eines doppelten Maximums ausgezeichnet, während die Theorie der Elektronenemission (siehe § 7) nur ein einziges fordert. Damit werden die von Compton und Ross[16]) erhaltenen Resultate bestätigt, die als erste und im

[16]) l. c.

Gegensatz zu O. Stuhlmann jr.[15]) diese Erscheinung feststellen konnten.

Compton und Ross nehmen an, daß das erste, dem Koordinatenanfang näher gelegene Maximum dasjenige ist, das dem Platin in seiner stabilen Form zukommt, während das zweite der mehr schwammigen und elektropositiveren Form, in der Platin zuerst niedergeschlagen wird, zuzuschreiben ist. Sie zeigten, daß das zweite Maximum beim allmählichen Altern der Schicht in besonders starkem Maße zurückgeht und beim Erhitzen auf 150^0 fast vollständig verschwindet.

Für die nachfolgenden Rechnungen erweist es sich notwendig, einen Blick auf die Schichtdicke d_{max}, die das erste Maximum der lichtelektrischen Emission liefert, zu werfen. Diese Schichtdicke d_{max} ergibt sich durch vorliegende Untersuchungen für die benutzten Wellenlängen zu etwa 2—3 $\mu\mu$. Dieses Ergebnis stimmt mit den Messungen von Compton und Ross ziemlich gut überein, die für d_{max} (für λ 253,6 $\mu\mu$) einen Wert von $3{,}75 \pm 0{,}25$ $\mu\mu$ angeben. Hingegen findet O. Stuhlmann für seine keilförmigen Platinschichten d_{max} wesentlich größer.

Was die Veränderlichkeit von d_{max} mit der Wellenlänge des Lichtes betrifft, so konnte O. Stuhlmann und Compton und Ross zeigen, daß mit Abnehmen der Wellenlänge auch d_{max} etwas kleinere Werte annimmt.

In den Kurven der Abb. 8 kommt diese Gesetzmäßigkeit weniger gut zum Ausdruck. Der Grund hiervon wird vor allem darin zu suchen sein, daß in der vorliegenden Arbeit, für die nur eine Quarzscheibe zur Verfügung stand, täglich nur eine Schicht gemessen und damit nur ein einziger Kurvenpunkt erhalten werden konnte, während O. Stuhlmann und Compton und Ross die gesamte Kurve durch eine einzige Meßreihe und dadurch mit größerer Sicherheit gewinnen konnten.

§ 7. Theorie der Emission der Photoelektronen in der Stellung „Schicht hinten".

Compton und Ross entwickeln in ihrer Arbeit eine ausführliche Theorie der Photoelektronenemission dünnster Metallschichten. Sie berechnen die Anzahl N der Elektronen, die bei Belichtung einer auf Quarz niedergeschlagenen Metallschicht aus dem Metall in der Stellung Schicht hinten austreten, zu

$$N = K J' e^{-\alpha d} \int_0^d e^{\alpha x} F(x)\, d x . \qquad (4)$$

Darin bedeuten (s. Abb. 9)

[15]) l. c.

N = Anzahl der austretenden Elektronen.
J_0 = Das in der Pfeilrichtung einfallende Licht.
J' = Das in das Metall eindringende Licht.
$\alpha = 4\pi N \varkappa$ = Absorptionskoeffizient des Lichtes.
d = Dicke der Metallschicht.
K = Eine Konstante, die von Intensität und Wellenlänge des einfallenden Lichtes abhängt.
$F(x)$ = Die Wahrscheinlichkeit, daß ein ausgelöstes Elektron sich eine Strecke, deren Normalkomponente im Bezug auf die freie Oberfläche gleich x ist, bewegt, ohne die Fähigkeit zum Austreten aus dem Metall zu verlieren.

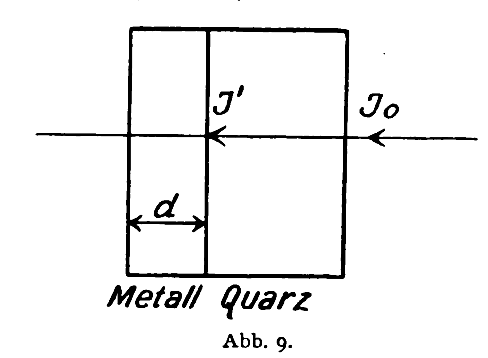


Abb. 9.

Unter der Annahme, daß die Zahl der Elektronen, welche die Fähigkeit zum Austritt beibehält, exponentiell abfällt mit der normal zur Oberfläche zurückgelegten Entfernung, daß also

$$F(x) = e^{-\beta x}$$

— wenn man mit β den Absorptionskoeffizienten der Photoelektronen bezeichnet — geht die Gleichung (4) über in den schon von Partzsch und Hallwachs[1]) abgeleiteten Ausdruck

$$N = K J' \cdot \frac{e^{-\alpha d} - e^{-\beta d}}{\beta - \alpha} . \qquad (5)$$

Unter der getroffenen Voraussetzung bedeutet $1/\beta$ die Entfernung, die $1/e$ aller Elektronen normal zur Oberfläche zurücklegen kann, ohne die Fähigkeit zum Austritt zu verlieren.

Anmerkung: Compton und Ross untersuchen zweitens die weitere, an sich wahrscheinlichere Annahme, daß die Zahl der Elektronen, die die Fähigkeit zum Austritt beibehält, exponentiell abfällt mit der in irgendeiner Richtung zur freieren Oberfläche zurückgelegten Entfernung freien Oberfläche. Diese Annahme führt zu einer sehr komplizierten Formel. Da innerhalb der Grenzen der Meßgenauigkeit und durch die Unsicherheit, die durch das doppelte Maximum der lichtelektrischen Kurven in die Versuchsresultate hineingetragen wird, experimentell nicht zwischen beiden Annahmen entschieden werden kann, soll in dieser Arbeit der Berechnung des Absorptionskoeffizienten β der Lichtelektronen die einfachere Formel (5) zugrunde gelegt werden.

Die dritte Annahme, daß ein ausgelöstes Elektron Energie proportional zu der durch das Metall zurückgelegten Entfernung verliert, wird in Widerspruch mit den Meßresultaten stehend gefunden.

[1]) l. c.



Aus Gleichung (5) folgt, daß diejenige Schichtdicke d_{max}, die das Maximum der Elektronenemission gibt, sich berechnet zu

$$d_{max} = \frac{1}{\beta - \alpha} \ln \frac{\beta - \left(\frac{1}{J'} \frac{\partial J'}{\partial d}\right)}{\alpha - \left(\frac{1}{J'} \frac{\partial J'}{\partial d}\right)}. \quad (6)$$

§ 8. Der Absorptionskoeffizient β der Photoelektronen.

Der Berechnung des Absorptionskoeffizienten β der Photoelektronen liegen die Formeln (5) und (6) zugrunde. Der Auswertung dieser Formeln steht — im Gegensatz zu früheren Arbeiten — nichts mehr im Wege, da die in ihnen enthaltenen optischen Konstanten, nämlich das in das Metall eindringende Licht J' und der Absorptionskoeffizient des Lichtes $\alpha = 4 \pi N \varkappa d/\lambda$ durch die vorangehenden optischen Untersuchungen bekannt sind.

Aus Formel (6) errechnet sich der zur Schichtdicke $d = d_{max}$ gehörige Absorptionskoeffizient β. Der für β an der Stelle $d = d_{max}$ gefundene Wert gestattet es, die in Gleichung (5) enthaltene Konstante K zu berechnen, so daß diese Gleichung zur Bestimmung aller übrigen Absorptionskoeffizienten β für eine bestimmte Wellenlänge benutzt werden kann.

Die gewonnenen Resultate veranschaulicht Tabelle 3.

Tabelle 3.

Der Absorptionskoeffizient β der Photoelektronen für kathodisch zerstäubtes Platin.

Schichtdicke d in $\mu\mu$	λ 265,5 $\mu\mu$	λ 253,6 $\mu\mu$	λ 237,8 $\mu\mu$	λ 226,0 $\mu\mu$
1,7	0,945 $\mu\mu^{-1}$	0,880 $\mu\mu^{-1}$	0,947 $\mu\mu^{-1}$	0,870 $\mu\mu^{-1}$
2,7	0,910	0,905	0,762	1,025
3,9	1,080	1,030	0,860	1,025
5,0	0,890	0,873	1,012	0,945
6,7	0,715	0,910	0,713	0,720
9,1	0,895	0,962	0,808	0,975
13,0	1,018	0,975	1,010	0,995
16,9	0,988	0,912	0,960	0,937
24,7	1,015	0,910	0,870	0,975
Mittelwert	0,94(0)	0,92(9)	0,88(2)	0,94(1)

Mittelwert aller Messungen: $\beta = 0,92\ \mu\mu^{-1}$.

Diese Zusammenstellung läßt erkennen, daß der Elektronenabsorptionskoeffizient β für zerstäubtes Platin sowohl hinsichtlich der Wellenlänge des Lichtes, als auch der Schichtdicke eine Konstante ist.

Will man jetzt $1/\beta$ als die freie Weglänge eines lichtelektrisch ausgelösten Elektrons definieren, was unter den früher getroffenen Voraussetzungen die normal zur freien Oberfläche zurückgelegte Strecke bedeuten würde, die $1/e$ aller Elektronen durchlaufen kann, ohne absorbiert zu werden, so erkennt man, daß diese Größe für alle Wellenlängen und damit für alle Elektronengeschwindigkeiten gleich ist und etwa

$$1,08 \times 10^{-7} \text{ cm}$$

beträgt, also von etwa gleicher Größenordnung wie der Abstand der Atomzentren im Platin ist.

Zu ähnlichen Ergebnissen gelangen Compton und Ross, ohne allerdings ausführlicheres Zahlenmaterial anzugeben. Sie erhalten als Mittelwert aller ihrer Messungen

$$\frac{1}{\beta} = 2,67 \times 10^{-7} \text{ cm}.$$

Im Gegensatz hierzu steht O. Stuhlmann jr., der auf Grund seiner Untersuchungen den Absorptionskoeffizient der Photoelektronen wesentlich kleiner und mit der Schichtdicke veränderlich findet.

Zusammenfassung.

Kathodisch auf Quarz niedergeschlagene Platinschichten werden mit spektral zerlegtem ultravioletten Licht auf Durchlässigkeits- und Reflexionsvermögen untersucht.

Aus den experimentell gefundenen Werten der reflektierten und hindurchgehenden Intensität kann mittels einer Näherungsformel die Dicke der Schichten und der Absorptionskoeffizient des Lichtes bestimmt werden.

Die Näherungsformel wird in genügender Übereinstimmung mit einer an anderer Stelle zu entwickelnden exakten Theorie des Durchganges des Lichtes durch zwei planparallele, aufeinander liegende Platten gefunden.

Die berechneten Absorptionskoeffizienten des Lichtes sind für dickere Schichten nur abhängig von der Wellenlänge des Lichtes. Dagegen werden sie für dünnere Schichten auch Funktionen der Schichtdicke. Die Absorptionskoeffizienten wachsen mit abnehmender Schichtdicke an, anfangs nur allmählich, von etwa 10 $\mu\mu$ an abwärts jedoch ziemlich stark.

Die lichtelektrischen Untersicherungen ergeben in Übereinstimmung mit Compton und Ross und im Gegensatz zu O. Stuhlmann jr., daß der von einer zerstäubten, in der Stellung „Schicht hinten" befindlichen Platinschicht erzeugte lichtelektrische Strom in Abhängigkeit von der Schichtdicke ein doppeltes Maximum aufweist, von denen das erste stabiler, das zweite jedoch mit der Zeit stark veränderlich ist.

Die Berechnung des Absorptionskoeffizienten der Photoelektronen gestaltet sich einfach, da die der Rechnung zugrunde liegenden optischen Kon-

stanten durch die optischen Untersuchungen der Metallschichten bekannt sind.

Die Rechnung ergibt, daß der Absorptionskoeffizient der Photoelektronen für die benutzten Wellenlängen, die zwischen λ 265,5—λ 226,0 $\mu\mu$ liegen, als konstant anzusehen ist. Als mittlere freie Weglänge $1/\beta$ eines lichtelektrisch ausgelösten Elektrons folgt hieraus der Wert

$$\frac{1}{\beta} = 1{,}08 \times 10^{-7}\,\text{cm}.$$

Beschreibung des Glimmlichtoszillographen zur Aufnahme schwacher Ströme.

(3. Mitteilung.)

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Von V. Engelhardt und E. Gehrcke.

Inhalt: Ausbildung des Glimmlichtoszillographen in einer Form, die ein besonders rasches und bequemes Arbeiten im hellen Raume gestattet.

Dem in den früheren Mitteilungen[1]) in Verbindung mit einer Verstärkeranordnung benutzten Glimmlichtoszillographen wurde eine Form gegeben, die ein rasches und bequemes Arbeiten erlaubt und es gestattet, den Apparat auch in nicht verdunkeltem Raum zu verwenden, da die gesamte Anordnung mit einer lichtdichten Kappe bedeckt ist. Durch verschließbare Öffnungen der Kappe sind die einzelnen Teile der Anordnung leicht zugänglich. Die Abb. 1 und 2 zeigen den Apparat bei abgenommener Kappe.

Das in einem Metallständer nach allen Seiten verschiebbare Glimmlichtrohr (1) hat die in der ersten Mitteilung beschriebene Form, kreisrunde Anode und eine aus zwei übereinander liegenden Blechen bestehende Kathode. Es ist mit Stickstoff von einigen Millimetern Druck gefüllt. Das Rohr ist mit schwarzem Papier bedeckt, welches das falsche Licht abblendet und nur das Glimmlicht durch einen schmalen Schlitz an der Vorder- und Rückseite des Rohres austreten läßt. Die zum Betrieb des Rohres nötige Gleichspannung von 300—400 Volt wird an die beiden äußersten Klemmen des Klemmbrettchens (2) gelegt, die über den durch einen Gleitkontakt regelbaren Silitwiderstand (3) mit den Elektroden des Glimmlichtrohres verbunden sind. Die zu untersuchende Wechselspannung wird an die beiden linken Klemmen des Klemmbrettchens (2) geschaltet und so direkt an die Elektroden des Rohres gelegt.

[1]) V. Engelhardt und E. Gehrcke, Ztschr. f. techn. Phys. 6 (1925), 153, 438.

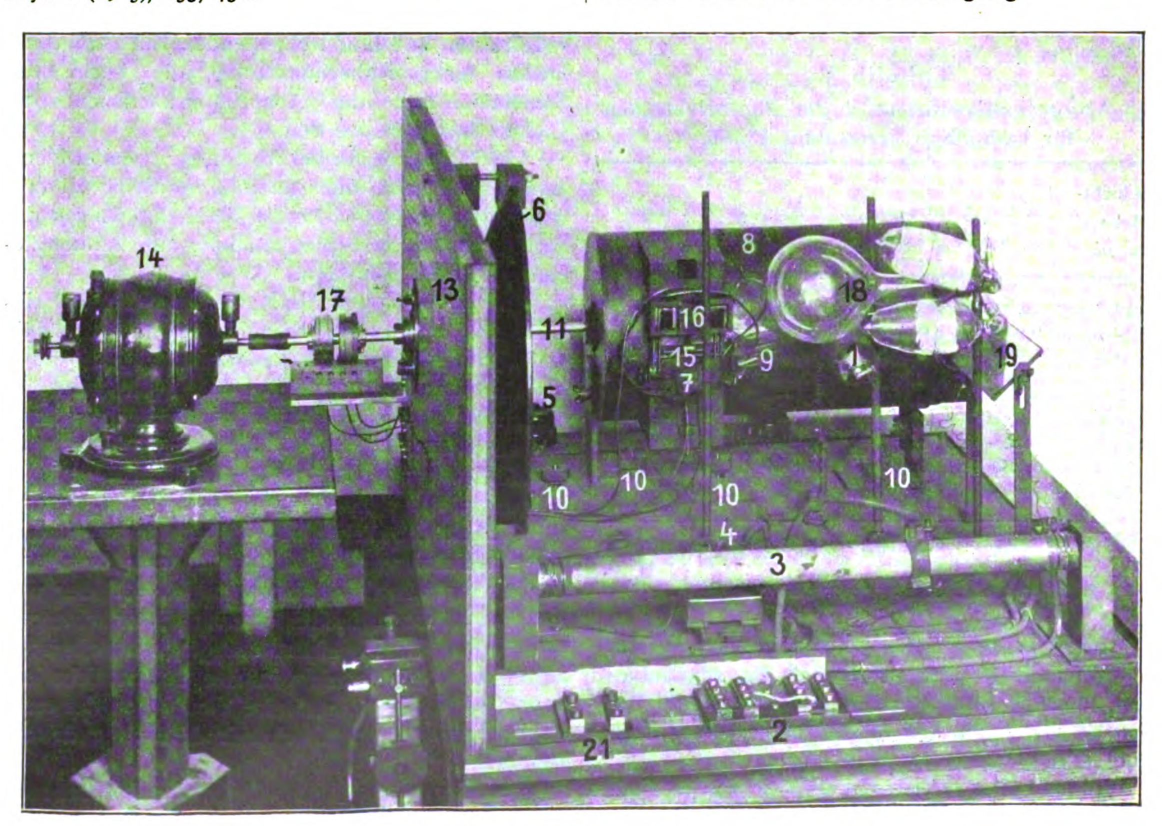


Abb. 1. Glimmlichtoszillograph von der Seite.

Da eine Gleichspannung von 300 Volt zur Zündung des Rohres nicht immer genügt, wurde ein kleiner Funkeninduktor (4) eingebaut. Seine Primärwicklung ist über einem Taster (5) mit einer 4 Volt-Batterie verbunden. Die Sekundärwicklung liegt einerseits an der Kathode des Rohres, andererseits an dem Metallständer, der das Glimmlichtrohr trägt und dieses mit einer Metallklammer umfaßt. Die Induktionsstöße beim Ein- und Ausschalten des kleinen Induktors durch den Taster genügen, um die Entladung durch das Glimmlichtrohr einzuleiten.

das Gehäuse nach außen geführt ist und mittels Stellschrauben die Justierung der Zylinderlinse erlaubt. Da außerdem das gesamte Gehäuse nach Lösen seiner Feststellschrauben (10) innerhalb gewisser Grenzen nach allen Raumrichtungen verschoben werden kann, ist bei der Beweglichkeit der übrigen Teile des Apparates eine genaue optische Justierung leicht möglich. Beim Justieren blickt man durch ein in dem Gehäuse (8) gegenüber dem Schlitz angebrachtes verschließbares Loch.

Die Achse (11), welche die in der Abb. 2 neben dem Gehäuse liegende Filmtrommel (12)

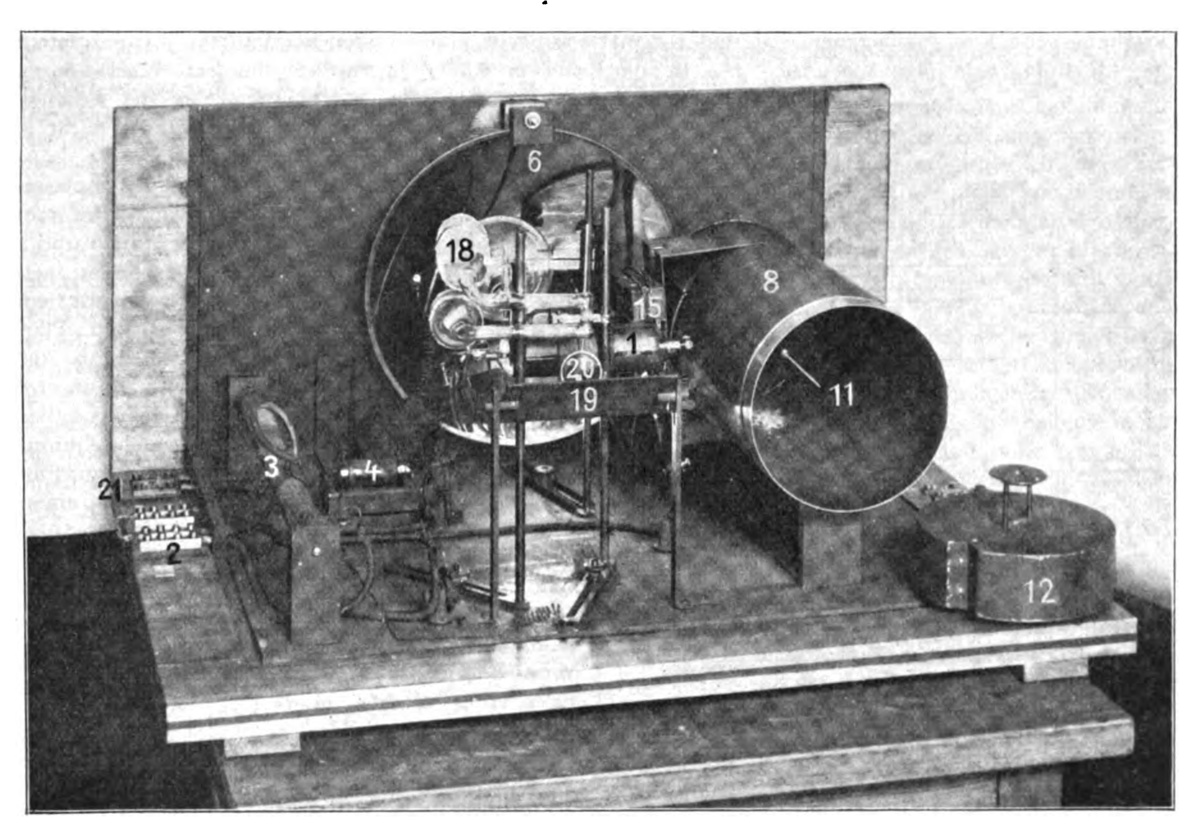


Abb. 2. Glimmlichtoszillograph von vorn.

Das Glimmlicht fällt auf den Hohlspiegel (6), einen Goerzschen Scheinwerferspiegel von 35 cm Durchmesser und 20 cm Brennweite. Der Spiegel kann durch die bei (6) liegende Schraube ein wenig um eine horizontale Achse gedreht werden. Das von dem Hohlspiegel erzeugte Bild des Glimmlichtes wird von dem in einem Ständer nach allen Seiten verstellbaren, schmalen Planspiegel (7) auf den Schlitz des zur Aufnahme der Filmtrommel bestimmten Gehäuses (8) geworfen. In diesem Schlitz befindet sich eine aus optischem Glas hergestellte Zylinderlinse von 55 mm Länge, 8 mm Durchmesser und etwa 2,5 mm Schnittweite. Sie ist an einem senkrecht zur Zylinderachse stehenden Vierkant (9) befestigt, welcher durch

trägt, wird von Kugellagern mit Stellringen, die eine leichte Neigung der Achse erlauben, gehalten. Ein Kugellager ist an der Rückwand des Gehäuses (8) befestigt. Das zweite Lager ist an der den Hohlspiegel tragenden Rückwand (13) des Apparates mit drei Schrauben so angebracht, daß das Lager den Verschiebungen des Gehäuses (8) beim Justieren folgen kann. Durch den Motor (14) wird die Achse (11) angetrieben.

Für die Aufnahme dienen normale Kino-Negativfilme von 3,5 cm Breite. Sie werden unter Benutzung der Perforationslöcher mit zwei kleinen Stiften und zwei kleinen Schrauben auf die Filmtrommel (12) gespannt. Die Filmtrommel hat einen Umfang von 60 cm. Sie kommt,

wie die Filmtrommel des Siemens-Oszillographen, in einen lichtdichten Sack, der mittels eines Ringes auf das Gehäuse aufgesteckt werden kann, so daß man, mit dem Sack die in ihm liegende Trommel ergreifend, diese auf die Achse schieben kann, wo sie durch einen Bajonettverschluß festgehalten wird.

Der Schlitz des Gehäuses (8) wird, ähnlich wie beim Siemens-Oszillographen durch zwei Klappen (15) verschlossen, die nacheinander durch die Elektromagnete (16) ausgelöst werden können. Die Gleitkontakte (17) sorgen dafür, daß der Apparat nur während einer Umdrehung der Trommel geöffnet bleibt. Abb. 3 zeigt die Schaltung der Verschlußmagnete. *a* und *b* sind die Elektromagnete (16) der Abb. 1. In der

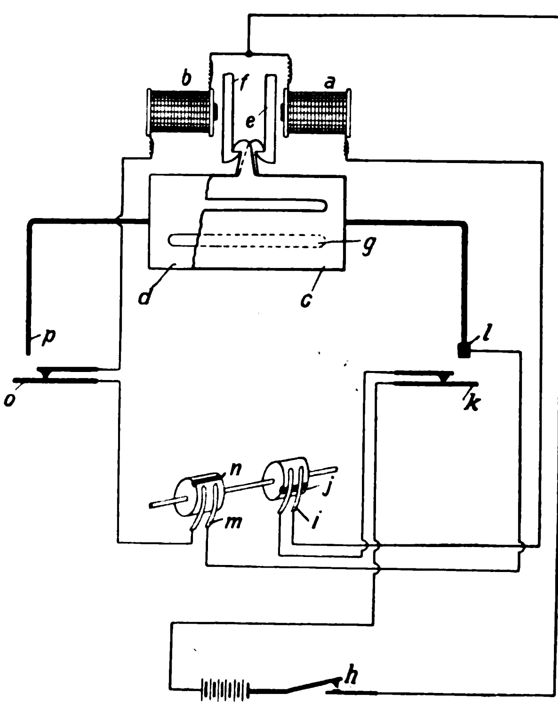


Abb. 3. Schaltung des Verschlusses.

Ruhelage befinden sich beide Klappen *c* und *d* in der oberen Stellung, festgehalten durch die Anker *e* und *f*. Der Schlitz der Klappe *d* liegt vor dem Schlitz *g* des Gehäuses, wird aber von der Klappe *c* überdeckt. Will man photographieren, so schließt man, nachdem der Motor, welcher die Filmtrommel dreht, die gewünschte Tourenzahl erreicht hat, den Taster *h*. In dem Augenblick, in dem die Gleitkontakte *i* durch das Metallstück *j*, welches auf einem mit der Achse rotierenden Isolierstück sitzt [s. (17) in Abb. 1] geschlossen werden, fließt der Strom über den Federkontakt *k* durch den Magneten *a*, während der Stromkreis durch den Magnet *b* an dem isoliert befestigten Metallstückchen *l* unterbrochen bleibt. Der Anker *e* wird angezogen, die Klappe *c* fällt herab und der Schlitz des Gehäuses ist offen. Durch das Herabfallen der Klappe *c* wird der Federkontakt *k* geöffnet, der Strom durch *a* also unterbrochen, dagegen die Verbindung zwischen *l* und der Feder bei *k* hergestellt. Wird nun nach etwas weniger als einer Umdrehung der Trommel der zweite Gleitkontakt *m* durch das Metallstück *n* geschlossen, so kann der Strom über *l*, *m*, *n* und den Federkontakt *o* durch den Magneten *b* fließen. Der Anker *f* wird dadurch angezogen, die Klappe *d* fällt herab und verschließt den Schlitz *g*. Nach dem Herabfallen wird der Strom durch *b* bei *o* unterbrochen, da der Stift *p* die Feder herabdrückt. Durch einen in der Abb. 3 nicht gezeichneten Hebel können beide Klappen *c* und *d* wieder in die Anfangslage zurückgebracht werden und der Apparat ist für eine neue Aufnahme bereit.

Schließlich wurde der Oszillograph noch mit einer Einrichtung zum Anbringen von Zeitmarken auf dem Film versehen. Bei (18) (s. Abb. 1 und 2) befindet sich ein mit Stickstoff gefülltes Entladungsrohr. Das in einer Kapillare zusammengedrängte Licht der positiven Säule wird über den Planspiegel (19) durch die Linse (20) so in das Glimmlichtrohr (1) hineinprojiziert, daß am unteren Rande des Glimmlichts das Bild des Kapillarquerschnittes liegt. Gleichzeitig mit dem Glimmlicht wird dieses Bild also auch auf dem Film scharf abgebildet. Schickt man nun den einem Transformator entnommenen Wechselstrom über die Klemmen (21) durch das Rohr, so bekommt man auf dem rotierenden Film durch kleine Zwischenräume getrennte Lichtstriche. Der Abstand von der Mitte eines Zwischenraumes zur Mitte des nächsten entspricht dann der Länge einer Halbperiode. Man hat es also in der Hand, mit Hilfe geeignet gewählter Wechselstromfrequenzen Zeitmarken beliebiger Größe zu machen.

Die Rotationsgeschwindigkeit der Filmtrommel gestattet es, mit vorliegendem Apparat Schwingungen bis zu etwa 50000 per/s zu untersuchen.

(Eingegangen am 4. Februar 1926.)

Über einen Weg zur Gewinnung extrem hoher Gleichstromspannungen.[1])

Von Carl Müller in Charlottenburg.

Inhalt: Es wird ein Weg aufgezeigt, um die bei der Umformung von Wechselstrom in hochgespannten Gleichstrom auftretenden, das Potential begrenzenden Sprühverluste und Überschläge ohne besonderen Isolationsaufwand auch für extreme Spannungen zu vermeiden, und im Zusammenhang hiermit eine vereinfachte Art der Glühventilheizung für derartige Anordnungen beschrieben. Das neue an einigen be-

[1]) In den Hauptgedanken vorgetragen auf der Danziger Physikertagung September 1925.



kannten Gleichspannungsschaltungen skizzierte Schutzprinzip besteht darin, daß die in den Gleichspannungsschaltungen an sich erforderlichen Kondensatoren durch entsprechende Formgebung und Anordnung zugleich zur elektrostatischen Abschirmung der hochgeladenen Leiterteile herangezogen werden, indem man die Teile und Leitungen, welche hohe Spannungen führen, innerhalb des elektrostatischen Schutzes der Kondensatorladungen ähnlichen Potentials unterbringt, beispielsweise im Innern von Röhrenkondensatoren mit Hochspannungsinnenbelegung. Die Vereinfachung der Glühventilheizung wird dadurch erzielt, daß die Heiztransformatorwicklungen beiderseits der Kondensatorbeläge angeordnet werden, so daß durch diese mehrfache Ausnutzung der Kondensator-Isolierschicht zugleich auch die besondere schwierige und kostspielige Hochspannungsisolierung zwischen Sekundär- und Primärwicklung erspart wird.

Der hiermit zu erschließende neue weite Hochspannungsbereich dürfte in physikalischer Hinsicht vor allem für die Röntgenspektroskopie willkommen sein und für die Erzeugung sehr schneller Kathodenstrahlen großer Reichweite in Luft nach Lenard neue Entwicklungsmöglichkeiten zur Weiterführung der Versuche von Coolidge ergeben.

Im Vergleich zu den außerordentlichen Potentialwerten, die — bis über eine Million Volt hinausgehend[2]) — mit transformiertem Wechselstrom in neuerer Zeit erreicht wurden, sind die mit hochgespanntem Gleichstrom bisher erzielten Spannungsgrenzen relativ niedrig. Der Grund hierfür liegt zu einem gewissen Teil in dem besonderen industriellen Interesse, das sich für das Studium des hochgespannten Wechselstroms vom Gesichtspunkt der elektrischen Energieübertragung aus ergibt, zum größeren Teil jedoch in den besonderen experimentellen und konstruktiven Schwierigkeiten, die der Erzeugung sehr hochgespannten Gleichstoms entgegenstehen.

Für die Gewinnung von hochgespanntem Gleichstrom aus transformiertem Wechselstrom sind an sich zwar in neuerer Zeit von Delon[3]), Greinacher[4]), Schenkel[5]) u. a. eine Reihe wertvoller Schaltungen entwickelt worden, welche auf dem Zusammenwirken von Transformatoren mit Gleichrichtern verschiedener Art und Kondensatoren, Drosselspulen beruhen. Eine von M. Schenkel[5]) angegebene Gleichspannungsschaltung erlaubt beispielsweise von einer relativ mäßigen Wechselspannung E_e aus, mit Hilfe von Gleichrichtern eine Reihe von n Kondensatoren auf stufenweise zunehmende Gleichspannungspotentiale aufzuschaukeln, wobei die Maximalgleichspannung E_g des Endstufenkondensators bei sinusförmiger Transformator-Effektivspannung E_e durch die Beziehung $E_g = n\,E_e\sqrt{2}$ gegeben ist. Die erreichbare Gleichspannungsgrenze ist hierbei im Fall genügender Stufenzahl theoretisch unbegrenzt. Praktisch setzen jedoch die mit zunehmender Spannung außerordentlich anwachsenden Ausstrahlungsverluste, die große Energiebeträge verzehren und sehr störende Spannungsschwankungen zur Folge haben, der Potentialsteigerung sehr bald eine Grenze, da bei derartig vielgliedrigen Anordnungen sehr viele, schwierig gegen Sprühverluste zu isolierende Verbindungsstellen vorhanden sind. Konstruktive Isolationsschwierigkeiten treten vor allem an den Gleichrichterteilen auf, die im Fall der Ausbildung als synchron umlaufende Messergleichrichter an den Überbrückungsstellen besonders gefährdete Punkte aufweisen, andererseits bei Verwendung von Glühkathodengleichrichtern erheblichen Isolationsaufwand zu deren isolierter Heizung erfordern. Weiter erschwerend kommt bezüglich der Verwertung derartiger Schaltungen zu experimentellen Forschungszwecken die rapide Zunahme der Überschlagsweiten bei extremen Spannungen hinzu, die bekanntlich auch bei Prüfungsanlagen mit hochgespanntem Wechselstrom bereits außerordentliche Raumdimensionen, vor allem auch zum Schutz der Bedienung erfordert. Andererseits würde eine Gleichspannung von genügender Konstanz und Stromintensität, die einen neuen Hochspannungsbereich erschließt und ohne wesentliche Verluste arbeitet, naturgemäß viele neue Möglichkeiten eröffnen. Erinnert sei hier nur an die Erzeugung sehr schneller Kathodenstrahlen und die Gewinnung sehr kurzwelliger Röntgenstrahlen, ferner an das Studium des Durchschlagsvorgangs und das Problem der Energieübertragung auf sehr weite Entfernungen mittels hochgespannten Gleichstroms an Stelle des mit kapazativen und induktiven Nebenwirkungen belasteten Wechselstroms. Ein die Isolationsschwierigkeiten ohne besonderen Materialaufwand lösendes Hochspannungsprinzip für Gleichstrom dürfte daher zur Weiterentwicklung vieler Probleme willkommen sein.

Der hierfür im Nachstehenden an einigen Beispielen aufgezeigte Weg[6]) besteht darin, die an sich in den Gleichspannungsschaltungen erforderlichen Kondensatoren durch geschickten Aufbau zugleich zur elektrostatischen Abschirmung der hochgeladenen Leiterteile heranzuziehen, indem man die Teile und Leitungen, welche hohe Spannungen führen, innerhalb des elektrostatischen Schutzes der Kondensatorladungen ähnlichen Potentials unterbringt. (Kondensatorschutzprinzip.) Die relativ einfache Durchführbarkeit dieses Prinzips sei zunächst an Hand der Schenkelschen Gleichspannungsschaltung auf-

[2]) Journ. of the Amer. Inst. of Electr. Eng. **41** (1922), Okt./Nov. A. Palme, E. T. Z. **44** (1923), 435. O. Neumann, E. T. Z. **45** (1924), 177.

[3]) Delon, D. R. P. Nr. 225 399, 237 234, 237 235.

[4]) Greinacher, Phys. Zeitschr. **25** (1916), 343, E. T. Z. **38** (1917), 225; **39** (1918), 399. Zeitschr. f. Phys. **4** (1924), 195.

[5]) M. Schenkel, E. T. Z. **40** (1919), 333; D. R. P. Nr. 310 356.

[6]) D. R. P. Nr. 416 770 Kl. 21 g. der Siemens-Schuckert-Werke, v. 5. 9. 20, angegeben vom Verfasser.



gezeigt, die in Abb. 1 schematisch für drei Stufen dargestellt ist. T ist eine Hochspannungs-Transformatorwicklung von der effektiven Spannungsleistung E_e; C_1, C_2, C_3 sind drei Kondensatoren, die mit der einen Belegung an abwechselnde Enden von T angeschlossen sind und mit den anderen Belegungen an den Verbindungsstellen einer Kette von drei Glühkathodengleichrichtern 1, 2, 3 anliegen. Der Kondensator C_1 wird auf $E_e \sqrt{2}$; C_2 auf $2 E_e \sqrt{2}$; C_3 auf $3 E_e \sqrt{2}$ aufgeladen. In Abb. 2 ist im schematischen Längsschnitt eine Zusammenstellung derselben Apparate wiedergegeben, wie sie nach dem neuen Kondensatorschutzprinzip angeordnet werden können, um den gewünschten Schutz zu erreichen. Die im Schnitt gezeichneten Kondensatoren C_1, C_2, C_3 sind Papierkondensatoren in Hohlzylinderform, wie sie beispielsweise in sehr großen Längen und Weiten für Röntgenapparaturen und als Schutzkondensatoren hergestellt werden.

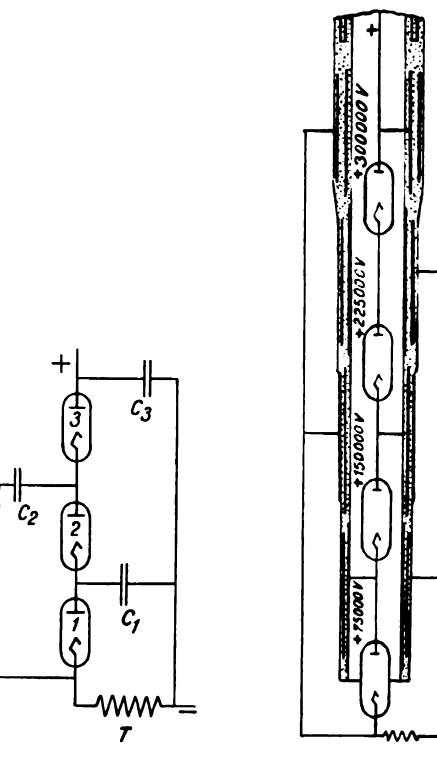


Abb. 1. Gleichhochspannungs-Schaltung nach M. Schenkel.

Abb. 2. Sprüh- und überschlagsfreie Gleichhochspannungs-Anordnung nach C. Müller. (Die Ventilröhren der Abb. 1 sind in die zugehörigen Zylinder-Kondensatoren eingebaut.)

Im vorstehenden Abbildungsbeispiel sind die Belegungen mehrerer Kondensatoren in einem Isolierrohr nebeneinander eingewickelt und in dem Hohlraum der Kondensatorgruppe die zugehörigen Glühkathodenventilröhren untergebracht und an die auf Hochspannung geladenen Kondensatorinnenbeläge sinngemäß angeschlossen. Aus der Abb. 2 geht ohne weiteres hervor, daß alle unter Hochspannung stehenden Verbindungsleitungen zwischen den Glühventilelektroden und den Kondensatorbelägen im elektrostatischen Schutz des angeschlossenen Belages liegen und auch Heizakkumulatoren für die Glühkathoden geschützt untergebracht und befestigt werden können. Die Ventilelektroden selbst liegen zwar auf der Grenze zweier Kondensatorschirmfelder, doch werden sie durch das Vakuum der Röhren gegen Sprühen genügend geschützt, da an einem Kondensatorrand immer nur niedere Potentialsprünge im einfachen Betrage der erzeugenden Wechselscheitelspannung auftreten. Eventuell kann man isolierende Scheidewände einfügen oder die Ventile usw. unter Öl setzen. Der durch die gewählte Anordnung zu erreichende einfache und gedrängte Aufbau ist augenfällig; ebenso sind die Bedienungsgefahr und damit der Raumbedarf ohne besonderen Isolationsaufwand weitgehend vermindert, da in den Außenbelegungen der Kondensatorröhre nur niedrige Spannungen auftreten.[7]) An die freie Öffnung des letzten Kondensatorgliedes kann man mit Hilfe eines geeigneten Isolationsabschlusses unmittelbar einen Hochspannungsapparat, z. B. eine Kathodenstrahl- oder Röntgenröhre anschließen.

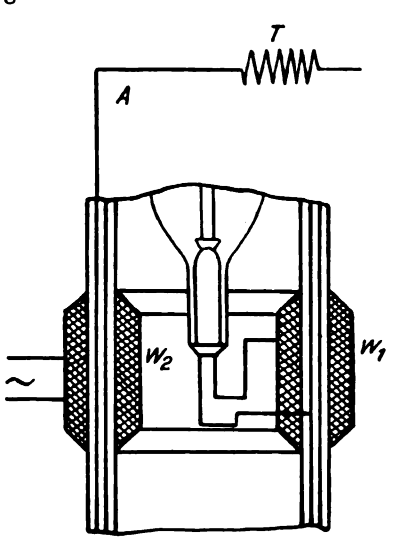


Abb. 3. Vereinfachte Hochspannungs-Glühventilheizung nach C. Müller.

Die Heizung der Glühkathoden mittels eingebauter Akkumulatoren bildet naturgemäß immerhin eine gewisse Umständlichkeit. Eine vorteil-

[7]) Die niederen Spannungsglieder, bei denen besondere Isolationsschwierigkeiten noch nicht auftreten, wird man abweichend von der schematischen Darstellung der Fig. 2 vielfach uneingebaut lassen.



hafte Anordnung für die Erzeugung des Heizstroms der Glühventile mittels eines Hilfstransformators bringt die Abb. 3 zur Darstellung. Als Heizstromquelle dient ein Hilfstransformator, von dessen beiden Wicklungen sich die eine (w_1) außerhalb und eine (w_2) innerhalb des Kondensators befindet. Die äußere Wicklung w_1 wird mit Strom aus einer Wechselstromquelle versorgt, die sich annähernd auf dem niedrigen Potential des Außenbelags des Kondensators befindet. Die innere Wicklung w_2, welche den Heizstrom für die Glühkathode liefert, ist mit dem einen Ende an den hochgeladenen Innenbelag des Kondensators angeschlossen und stellt damit gleichzeitig die nach der Schaltung

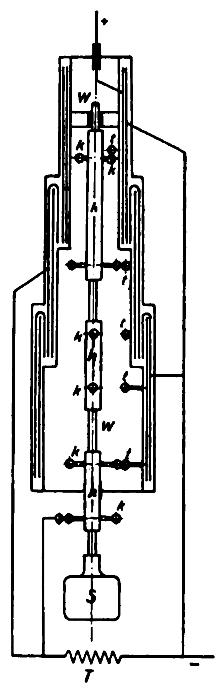


Abb. 4. Gleichhochspannungs-Anordnung nach C. Müller. (Rotierende Gleichrichter in die zugehörigen Kondensatoren eingebaut.)

notwendige Verbindung zwischen der Glühkathode und diesem Hochspannungsbelag her. Das Isolationsmaterial des Kondensators wird mit diesem Kunstgriff also in dreifacher Weise ausgenutzt; einmal zur Isolierung der Kondensatorladungen, zweitens zur Abschirmung der Gleichrichterteile und Leitungen, und drittens zur Isolation der Heiztransformatorwicklungen. Derartig angebaute, zweckmäßig mit Eiseneinlagen ausgerüstete Transformatoren lassen sich mit Vorteil auch zur Heizung einer Röntgenglühkathode, sowie zu motorischen und Steuerzwecken benutzen.

Sollen statt der Glühventile umlaufende Schalter verwendet werden, so ergeben sich gleichfalls konstruktiv sehr einfache Anordnungen. Ein Beispiel zeigt Abb. 4. Die einzelnen konzentrisch angeordneten Zylinderkondensatoren sind hier zum Teil übereinander geschoben. In ihrer geometrischen Achse liegt eine Welle *W*, auf der, voneinander isoliert, leitende Hülsen *h* mit Kontaktarmen *k* sitzen, die an passend angebrachten festen Kontakten *t* der Kondensator-Innenbelegungen vorbeilaufen. Die Kontaktarme benachbarter Metallhülsen sind um 90° versetzt und verbinden jede Innenbelegung abwechselnd mit der benachbarten in der richtigen Phase, wenn von einem mit dem gleich zu richtenden Strom synchron laufenden Motor die Welle in Umdrehung versetzt wird.

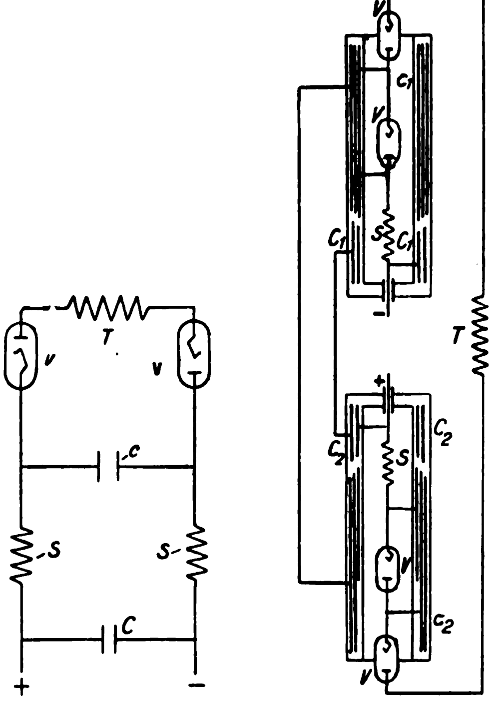


Abb. 5a. Gleichhochspannungs-Schaltung nach Hull.

Abb. 5b. Gleichhochspannung-Anordnung nach C. Müller. (Die Ventilröhren und Drosselspulen der Abb. 5a sind in die zugehörigen Zylinderkondensatoren eingebaut.)

Die weiteren Abb. 5a und 5b zeigen eine weitere Verwertungsmöglichkeit des Kondensatorschutzgedankens an Hand der von Hull[8]) angegebenen Schaltung zur Erzeugung sehr konstanter Gleichhochspannung. Bei dieser in Abb. 5a wiedergegebenen Schaltung wird bekanntlich von einem — zweckmäßig mit Wechselstrom höherer Frequenz betriebenen Transformator *T* zunächst ein Kondensator *c* über zwei Glühkathodengleichrichter *V* auf Gleichhochspannung aufgeladen. Zur Herabminde-

[8]) Hull, The Amer. Journ. of Roentg. 1. II. (1915), 893.

rung der an c verbleibenden Gleichspannungsschwankungen ist an c ein weiterer Kondensator C über zwei Drosselspulen S angeschlossen, an dessen Belegungen dann die Stromabnahme erfolgt. In Abb. 5b ist angedeutet, wie sich die hierfür erforderlichen Glühventile V und Selbstinduktionen S im Schutze der Kondensatoren c und C anordnen lassen. Dabei ist eine bei der Anwendung von sehr hohen Spannungen vorteilhafte Teilung der Kondensatoren c und C in je zwei hintereinander geschaltete Kapazitäten c_1, c_2 und C_1, C_2 vorgesehen, die zu räumlich getrennten Konstruktionsgliedern vereinigt sind. Auch die Glühventile V sind je als Serie von zwei Ventilröhren ausgebildet. Diese Anordnung erlaubt, wie ersichtlich, eine bequeme Abführung der Gleichhochspannung von innen zu einer Verbrauchsapparatur und ebenso die in Abb. 3 dargestellte Transformatorheizung der Glühkathoden.

Aus den vorstehenden Beispielen ist ersichtlich, daß das neue Kondensatorschutzprinzip die Möglichkeit eröffnet, ganze komplizierte Einrichtungen, wie eine Gleichrichterapparatur mit beweglichen oder ruhenden Teilen einschließlich Verbrauchsapparaturen (Röntgenrohr) ohne zusätzlichen Isolationsaufwand auch für die höchsten Spannungen so zu schützen, daß die umständliche, an den Verbindungsteilen schwierige Einzelisolierung der hochgeladenen Teile wegfällt, daß ferner insbesondere auch bewegte Teile und Funkenstrecken gegen Sprühen geschützt liegen und eine bequeme Zugänglichkeit und Auswechselbarkeit der Einzelteile gewahrt bleibt, endlich der kostspielige Isolationsaufbau besonderer Heiztransformatoren erspart wird. Das dargelegte Prinzip dürfte vor allem für die Ausdehnung der Röntgenspektroskopie auf kürzere Wellenlängen und für den durch Lenard[9]) aufgezeigten, kürzlich durch Coolidge[10]) erfolgreich weiter beschrittenen Weg, Kathodenstrahlen großer Geschwindigkeit durch dünne Metallfenster in die freie Luft übertreten zu lassen, willkommene neue Entwicklungsmöglichkeiten zur weiteren Steigerung der Entladungsspannungen eröffnen.[11])

[9]) P. Lenard, Ann. d. Phys. **51** (1894), 233.

[10]) W. D. Coolidge, High voltage cathode rays ontside the gener. tube. Science, Nr. 1611 v. 13. 11. 1925. Vgl. auch Pauli, Zeitschr. f. Instr. (1910), 133; Phys. Zeitschr. (1920), 11.

[11]) Über diesbezügliche, vom Verf. an anderer Stelle niedergelegte Kombinations- und Ausgestaltungsmöglichkeiten, sowie neue Gleichstrom-Hochspannungsschaltungen mit gesteigerter Stromleistung soll auf Wunsch der Siemens-Schuckert-Werke erst in einer 2. Mitteilung berichtet werden.

Beitrag zur Beobachtung der durch die Sprengungen bei La Courtine im Mai 1924 erzeugten Schallwellen.

Von F. Ritter.

(Mitteilung aus der Chemisch-Technischen Reichsanstalt.)

Inhalt: Die bei dem internationalen Sprengversuch bei La Curtine in Berlin beobachteten Luftdruckwellen sowie die benutzte Versuchseinrichtung werden beschrieben.

Bei der sehr kurzen Frist zwischen Ankündigung und Ausführung der ersten Sprengung war es nur möglich, eine behelfsmäßige Einrichtung für die Beobachtung und Registrierung der zu erwartenden Schallwellen zusammenzustellen. Die vorhandenen Apparate waren nicht genügend empfindlich.

Der Abstand zwischen Sprengherd und Beobachtungsstelle wurde zu 1162 km bestimmt. Die jedesmal detonierende Sprengstoffmenge betrug etwa 10000 kg. Unter diesen Umständen war damit zu rechnen, daß die Schallwelle mit einer Dilatation begann, daß die Dauer einer Halbschwingung einige Zehntelsekunden und die Druckamplitude erheblich unter 0,04 g/cm² betrug. Danach wurde eine gewöhnliche Fensterscheibe als Aufnahmeapparat gewählt.

Versuchsanordnung.

Die Scheibe gehörte einem Zimmerfenster an, das nach SW zu W zeigte und im ersten Stockwerk des Gebäudes lag. Um die Durchbiegung der Scheibe unter dem Einfluß der Schallwelle photographisch registrieren zu können, wurde gegen Scheibenmitte ein Hohlspiegelchen von 1 cm Durchmesser und 1,5 m Brennweite mit einem Vorsprung seiner Fassung angelegt. Der Spiegel saß auf einem kurzen, stark gespannten Stahldraht und konnte sich um diesen als reibungslose Achse drehen. Der Stahldraht war in ein gabelförmiges Metallstück gespannt, das senkrecht zur Scheibe feinverstellt werden konnte, um die Neigung des Hohlspiegels beliebig ändern zu können. Außerdem konnte der Stahldraht um sich selbst gedreht werden, um die Kraft, mit der die Spiegelkante an der Scheibe anlag, ändern zu können. Die ganze Drehspiegeleinrichtung war schließlich auf einer starken Holzleiste befestigt, die quer vor der Fensterscheibe am Fensterrahmen festgeschraubt war. Der Hohlspiegel entwarf das Bild eines leuchtenden Punktes — dargestellt durch eine Blende mit 0,1 mm Öffnung, die von hinten mit einer Nernstlampe beleuchtet wurde — auf einem Filmstreifen, der auf einer langsam rotierenden Trommel saß. Die Bewegung der Mitte der Fensterscheibe wurde beim ersten Versuch 213 mal, beim zweiten und dritten 259 mal ver-

größert auf den Film übertragen. Der Film selbst bewegte sich in jeder Sekunde beim ersten Versuch um $^1/_3$ mm, bei den beiden folgenden Versuchen um 1 mm vorwärts. Die zur Messung benutzte Scheibe war durch vorgespannte Streifen von schwarzem Papier auf der Zimmerseite abgeblendet worden, während die übrigen Scheiben des Fensters durch unmittelbar aufgeklebtes schwarzes Papier abgedeckt waren.

Gegen den Winddruck war die benutzte Fensterscheibe nicht besonders geschützt worden. Um aber trotzdem die durch die Schallwelle veranlaßten Durchbiegungen der Scheibe aus den durch den Winddruck bewirkten herauszufinden, war folgende Einrichtung getroffen worden. Neben der Nernstlampe war in einem mit einer roten Glasscheibe verschlossenen Kasten eine elektrische Glühlampe mit geradem Faden aufgestellt worden, von dem der Drehspiegel auf einem neben dem Schutzkasten der Filmtrommel stehenden weißen Schirm ein rot gefärbtes Bild entwarf. Dieses Bild diente zur unmittelbaren Beobachtung der Bewegung der Fensterscheibe. Da wenigstens die beiden ersten Versuche Abends stattfanden und man bei dem heiteren Wetter für den Abend mit einiger Sicherheit auf das Abflauen des Windes und auf langsame Winddruckänderungen rechnen konnte, so hoffte man, daß die verhältnismäßig langsamen durch den Winddruck hervorgerufenen Bewegungen des roten Striches auf dem nicht beleuchteten, also markenlosen Schirm, der Beobachtung ganz entgehen würden, daß aber die durch eine Welle veranlaßten Schwingungen wegen ihres im psychologischen Sinne adäquaten Zeitmaße sehr wohl auffallen würden. Diese gewissermaßen selektive Beobachtung hat sich bei den beiden Abendversuchen so gut bewährt, daß beide Male allein die Schallwelle beobachtet wurde und alle übrigen Bewegungen der Scheibe, die in der Registrierung noch zu erkennen sind, der Beobachtung entgingen. Bei dem böenartigen heftigen Wind des Sonntagvormittags versagte aber auch diese Beobachtungsweise. Beobachtung und Registrierung wurden dadurch in Beziehung gesetzt, daß der Beobachter in geeigneten Zeitpunkten nach einem Marinechronometer Zeitmarken in der registrierten Kurve dadurch anbrachte, daß er seine Hand durch das abbildende Strahlenbündel hindurchführte.

Messungen.

Die erste Sprengung (Ladung 9620 kg Melinit) fand am 15. Mai 19^h 30 min. 7,1 sec MEZ statt. Um 20^h 33 min. 28,1 sec wurde in der Reichsanstalt eine Welle gleichzeitig registriert und beobachtet, deren Form Abb. 1 zeigt. Um 20^h 35 min. 40,9 sec traf eine zweite Welle ähnlicher Form, aber kleinerer Amplitude ein. Auf diese folgten einige noch kleinere, die nicht mehr auflösbar waren, weil die registrierte Kurve nicht ganz scharf war. Der Grund hierfür lag darin, daß die optische Einstellung der Apparatur am Tage vorgenommen worden war, als die Sonne auf die benutzte Fensterscheibe schien. Hinter dem schwarzen Papier hatte sich dabei eine so hohe Temperatur entwickelt, daß die Brennweite des dünnen Drehspiegels sich erheblich verringert hatte. Die am Tage richtige Einstellung war deshalb abends falsch. Der Fehler wurde aber zu spät bemerkt, als daß eine Neueinstellung hätte vorgenommen werden können. Die Dauer einer ganzen Schwingung der Welle (von Wellenberg zu Wellenberg) betrug etwas unter 1,4 sec.

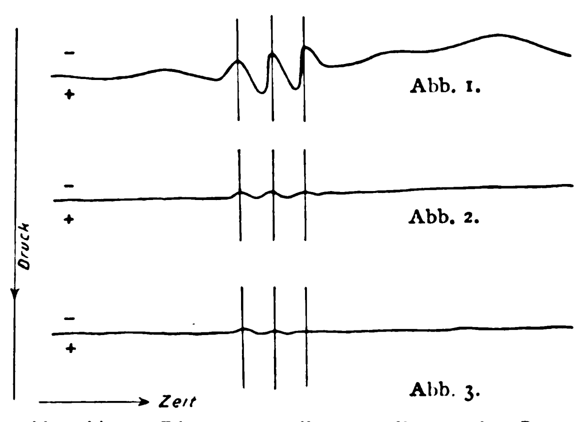


Abb. 1 bis 3. Die ersten Wellenzüge, die von den Sprengungen bei La Courtine in der Chem.-Techn. Reichsanstalt in 1162 km Abstand eintrafen.

Die zweite Sprengung (Ladung 9642 kg Melinit) fand am 23. Mai um 19^h 59 min. 50,6 sec MEZ statt. Um 21^h 1 min. 1,0 sec wurde eine Welle von der Form der Abb. 2 gleichzeitig registriert und beobachtet. Die Welle hatte eine kleinere Amplitude als die am 15. V. beobachtete erste Welle. Die Schwingungsdauer der Welle betrug 1,3 sec. Auf diesen ersten Wellenzug folgten ähnlich wie bei der ersten Sprengung mehrere andere.

Die dritte Sprengung (Ladung 4875 kg Melinit) fand am 25. Mai um 9^h 0 min. 0 sec MEZ statt. Die Messung wnrde durch einen starken böigen Wind sehr gestört. Zwar trat von 10^h ab für einige Minuten eine fast völlige Ruhe ein und in der Registrierung findet sich um 10^h 1 min. 56,7 sec auch eine Welle von der Form der Abb. 3, die den beiden ersten Schallwellen ähnlich ist und deren Schwingungsdauer gleichfalls 1,3 sec beträgt. Aber die Welle ist durch die Beobachtung nicht bestätigt worden.

Die Druckamplitude der beobachteten Wellen.

In der üblichen Art wäre die Fensterscheibe etwa dadurch geeicht worden, daß man sie zum

Deckel eines flachen Kastens gemacht, in diesem einen gemessenen Luftdruck erzeugt und gleichzeitig die Durchbiegung der Scheibe gemessen hätte. Die Messung eines so kleinen Luftdrucks, wie er der Druckamplitude der beobachteten Schallwelle entspricht, ist aber schwierig. Deshalb wurde folgende Art der Eichung gewählt und an einer anderen in einen vorhandenen Registrierapparat eingebauten Glasscheibe von 60×60 cm Größe mit höheren Drucken (bis 1,5 g/cm²) nachgeprüft.

Die Fensterscheibe stellt bei der Registrierung von Schallwellen eine rechteckige am Umfang frei aufliegende Platte dar, die durch den Luftdruck mit p kg/cm² gleichmäßig belastet ist. Sind die Kanten der Platte a und b, die Dicke s und der Elastizitätsmodul E, so ist nach De Laharpe die Durchbiegung

$$f = 0{,}19 \cdot \frac{b^4}{s^3} \frac{p}{E\left(1 + \frac{b^2}{a^2}\right)^2}.$$

Wird dieselbe Platte in der Mitte mit P kg belastet, so ist die Durchbiegung

$$f = 0{,}46 \frac{b^2}{s^3} \frac{P\frac{b}{a}}{E\left(1 + \frac{b^2}{a^2}\right)^2}.$$

Nach beiden Formeln kann man ausrechnen, welche Last P in der Mitte der Scheibe anzubringen ist, um dieselbe Durchbiegung hervorzurufen, die die gleichmäßige Belastung der Scheibe mit p kg/cm² erzeugt.

Man findet

$$p \cdot a \cdot b = 2{,}42\, P.$$

Bei der benutzten Scheibe war

$$a = 80{,}5 \text{ cm}$$

$$b = 63{,}5 \text{ cm},$$

also ergibt sich

$$p \cdot 2112 = P.$$

Die Last P wurde an der Scheibenmitte so angebracht, daß ein Winkelhebel mit seinem senkrechten Schenkel gegen die Scheibe gelegt wurde, während der wagerechte Schenkel mit Gewichten belastet wurde. Es ergab sich folgende Tabelle

P in g	27,7	55,4	138,5	277
Ausschlag des Lichtpunktes auf der Filmtrommel in mm	4,8	9,6	24	48

Nunmehr kann p aus der Gleichung

$$p = \frac{P}{2112}$$

bestimmt werden.

Die Druckamplitude der beobachteten Schallwellen ergab sich hiernach

am 15. V. zu $\pm$ 0,0041 g/cm²
am 23. V. zu $\pm$ 0,0007 g/cm²
am 25. V. zu $\pm$ 0,0005 g/cm².

Ergebnis.

In der Reichsanstalt wurde am 15. Mai 1924 um 20h 33 min. 28 sec MEZ eine Schallwelle beobachtet und registriert, die mit einer Dilatation begann, eine Schwingungsdauer von etwas unter 1,4 sec, eine Amplitude von $\pm$ 0,0041 g/cm² hatte und von einigen ähnlichen Wellen, die anscheinend zu der ersten in Beziehung standen, gefolgt war.

Am 23. Mai 1924 wurde um 21h 1 min. 1 sec MEZ wiederum eine Schallwelle beobachtet und registriert, die eine Schwingungsdauer von 1,3 sec, eine Amplitude von $\pm$ 0,0007 g/cm² hatte und in der Form in den wesentlichen Punkten mit der am 15. Mai beobachteten Welle übereinstimmte.

Die Übereinstimmung der beiden beobachteten Wellen ist so weitgehend, daß man sie nicht gut auf verschiedene Ursachen zurückführen kann. Als Ursache für derartige Wellen ist aber kaum etwas anderes denkbar als eine starke Explosion in großer Entfernung. Nimmt man an, daß die Sprengungen bei La Courtine die beobachteten Wellen entsandt haben, so ergeben sich Laufzeiten von 1h 3 min. 21 sec und 1h 1 min. 10,4 sec, die dem Abstand von 1162 km entsprechen. Danach handelt es sich bei den gleichzeitig beobachteten und registrierten Wellen mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit um die durch die Sprengungen bei La Courtine erzeugten.

Hörbar waren die aufgenommenen Wellen, wie schon aus ihrer großen Schwingungsdauer folgt, nicht.

(Eingegangen am 3. Februar 1926.)

Aufnahmen der Brown'schen Molekularbewegung in Gasen.

Von Erich Regener, Stuttgart.

(Hierzu Tafel XXI.)

Inhalt: Photographie der Brownschen Molekularbewegung an fallenden Öltröpfchen.

Die Demonstration der Brown'schen Molekularbewegung in Gasen macht in einem großen Auditorium oft Schwierigkeiten, da die an sich sehr schöne subjektive Vorführung (z. B. an Zigarrenrauch) bei großer Zuhörerzahl zu zeitraubend, die objektive dagegen zu lichtschwach ist. Ich führe sie daher in der Vorlesung in einem Film vor und zeige als Ergänzung dazu Aufnahmen auf



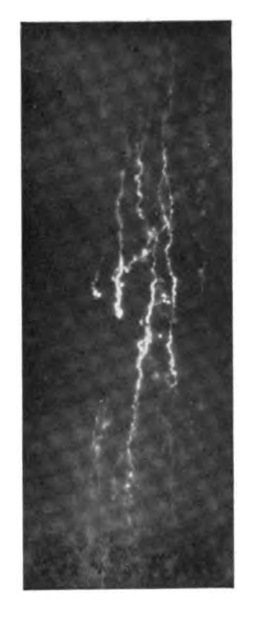


Abb. 1.

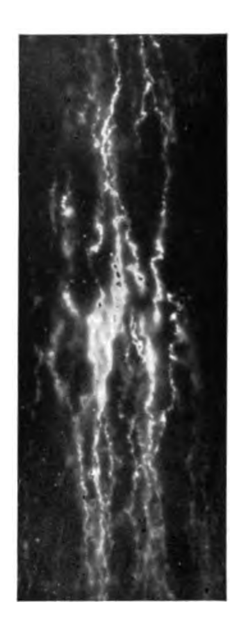


Abb. 2.

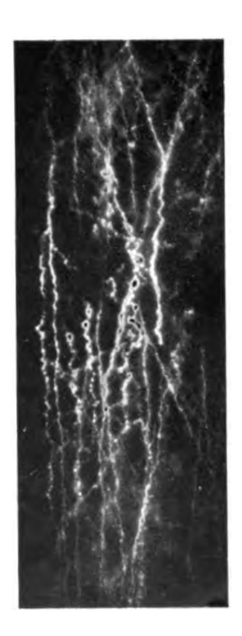


Abb. 3.

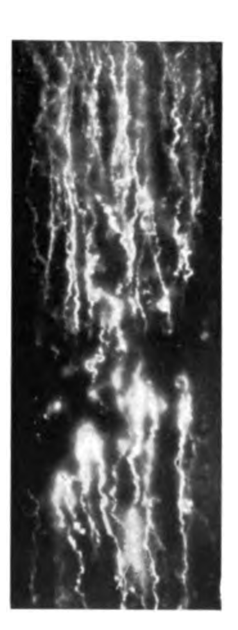


Abb. 4.

Abb. 1 bis 4. Photographien der Brownschen Molekularbewegung an fallenden Öltröpfchen.

E. Regener.

Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig.

ruhender photographischer Platte, die bei 10 bis 15 Sekunden Expositionszeit Ölteilchen in Luft von solcher Größe (etwa $2-5 \cdot 10^{-5}$ cm Radius) wiedergeben, daß die Fallbewegung der Teilchen noch merklich ist. Die Brown'sche Bewegung ist dann auf der Platte als Abweichung von der senkrechten Geraden schön zu sehen und zwar um so stärker, je kleiner (lichtschwächer) das Teilchen ist. Da manche Kollegen solche Aufnahmen zum gleichen Zweck vielleicht auch brauchen können, habe ich die Firma E. Leybolds Nachf. A.-G., Köln, veranlaßt, Kopien von den Aufnahmen anzufertigen.[1])

Die Aufnahmen 1—4 zeigen die Teilchen hell auf dunklem Grunde, wie man sie im Ultramikroskop sieht. Das beleuchtende Licht fällt senkrecht von oben (Zeiss-Achromat *A A*), die Achse der photographischen Aufnahme mit Zeiss-Achromat *B* ist horizontal, die Vergrößerung auf den Reproduktionen etwa 50 fach. Bei Aufnahme 4 ist der Öltröpfchen-Nebel am dichtesten. In der Mitte der Aufnahme ist ein teilchenarmer Bereich, der davon herrührt, daß der Kegel des beleuchtenden Lichtes hier am engsten eingeschnürt ist und am wenigsten Teilchen trifft.

[1]) Eine Aufnahme der Brownschen Bewegung in Flüssigkeiten auf bewegter photographischer Platte siehe bei H. Siedentopf, Phys Zeitschr. **10** (1909), 778.

Über Resonanzerscheinungen an Hochspannungstransformatoren.

Von H. Starke, gemeinsam mit H. Kirschbaum und M. Nacken.

(Technische Hochschule Aachen.)

Inhalt: Es wird von Überspannungserscheinungen berichtet, welche an zwei Höchstspannungstransformatoren für 120 000 und 250 000 Volt eff. bei deren Betrieb mit mittelfrequentem Wechselstrom bis etwa 700 Per./sec beobachtet wurden.

1. Für die Erzeugung von hochgespanntem Gleichstrom stehen Akkumulatorenbatterien oder Gleichstrommaschinen von über 10 000 Volt Spannung nur wenigen reicher dotierten Instituten zur Verfügung. Sieht man von der für die meisten Fälle heute unzureichenden Influenzmaschine ab, so ist man auf Gleichrichtung von hochgespanntem Wechselstrom und bei einigen Anforderungen an konstante Spannung auf die Verwendung von Wechselstromhochspannungstransformatoren im Verein mit Glühventilen und Kondensatoren angewiesen in Schaltungen, wie sie von Hunt, von Greinacher u. a. angegeben, von Siemens unter dem Namen der Stabilivoltapparatur auch in den Handel gebracht worden sind. Um die durch die interperiodische Entladung der Kondensatoren bei Stromentnahme bedingten Spannungspulsationen auf ein möglichst geringes Maß zurückzuführen, empfiehlt es sich, die Transformatoren mit höher frequentem Wechselstrom, etwa mit 500 oder 1000 Perioden zu betreiben.

Bei dem Versuch, einen für 50 periodigen Betrieb gebauten 10 kVA-Hochspannungs-Öltransformator der Firma Koch & Sterzel von einer 10 kVA-500 periodigen A.E.G.-Maschine zu speisen, erwies sich dies als nicht ohne weiteres angängig, wenn das eine Sekundärende geerdet wurde. Es trat selbst bei unerregter, d. h. mit ihrem Restmagnetismus arbeitender Maschine ein unverhältnismäßig hoher Wert des Leerlaufstroms und eine bedeutende Spannungserhöhung an Primär- und Sekundärklemmen auf. Es war sofort ersichtlich, daß diese Erscheinung auf eine resonatorische Wirkung der Eigenkapazität der Sekundärspule des Transformators im Verein mit dessen Streuinduktion sowie mit der Maschineninduktion zurückzuführen war. Es zeigten bei 30 Volt Leerlaufspannung der offenen Maschine die Leerlaufstromstärke J_1 und die primäre und sekundäre Klemmspannung K_1, K_2 beispielsweise folgende Werte (Tab. 1).

Auf dem Transformator angegebenes Übersetzungsverhältnis 120 000 : 220 = 545.

Ganz ähnliches Verhalten zeigte auch ein großer 25 kVA 220/250 000-Volt-Lufttransformator, der nach Angaben von Prof. K. Fischer von der Hochspannungsgesellschaft Köln-Braunsfeld erbaut war, und der in der ETZ 1925, Heft 6, beschrieben ist (s. auch Naturwissenschaften **13**, 1925, 159).[1])

[1]) Das Institut verdankt diesen großen Transformator sowie zwei kleinere (5 kVA, 60 000) den Schenkungen mehrerer industrieller Werke des Rheinlandes. (Eisen: Hüttenwerk Thale, Stahlwerk Becker; Kupfer: Kabelwerke Duisburg und Rheydt; Isoliermaterial: Isolawerke Birkesdorf b. Düren, Meirowsky, Porz a. Rh.; Stanzarbeiten: Max Schorch, Rheydt, Garbe-Lahmeyer,

Tabelle 1.

		J_1 Amp. eff.	K_1 Volt eff.	K_2 Volt max.	K_2 Volt eff.	K_2/K_1
50 Perioden	beide Sekundärklemmen isol.,	0,75	29	26 000	18 600	641
	eine Sekundärklemme geerdet	0,75	29	26 000	18 600	641
530 Perioden	beide Sekundärklemmen isol.,	4,6	37,2	39 000	28 000	757
	eine Sekundärklemme geerdet	25,2	71	112 000	80 000	1127

Die Tabelle zeigt, daß bei 530 Perioden und einseitiger Erdung eine außerordentlich hohe Sekundärspannung auftritt. Auch ohne Erdung wird das normale Übersetzungsverhältnis schon wesentlich überschritten. Bei 50 Perioden zeigt der Transformator dagegen normales Verhalten. Auch bei steigender Ohmscher Belastung verschwindet die Überspannung, die bei voll auf 220 Volt erregter Maschine verheerende Beträge annehmen und den Transformator zerstören würde, mehr und mehr, und der Transformator zeigt normales Verhalten.

Bei physikalischen Untersuchungen, Betrieb von Kathodenstrahl- und Röntgenröhren u. a. m., ist fast immer einseitige Erdung erforderlich. Es ist ersichtlich, daß die Anwendung höherer Periodenzahlen nur mit äußerster Vorsicht erfolgen darf. Solange der Transformator genügend belastet ist, bleiben die Überspannungen aus, würden aber bei Abschaltung der Belastung sofort in zerstörender Weise auftreten. Um sich gegen solche Eventualitäten zu schützen, ist es ratsam, eine dauernde Parallelbelastung der Sekundärseite des Transformators durch einen angeschalteten Wasserwiderstand geeigneter Größe herbeizuführen.

2. Daß bei 500 periodigem Betrieb ein Hochspannungstransformator höhere Sekundärspannung zeigt, als sie sich aus dem normalen Übersetzungsverhältnis errechnet, ist von A. Karolus[2]) beobachtet und als eine Änderung des Übersetzungsverhältnisses mit der Periodenzahl gedeutet worden, ohne daß indessen auf die Ursache hierfür näher eingegangen wird. Es wurden dadurch gewisse irrtümliche Auslegungen von Röntgenspektraluntersuchungen auf die falsche Schätzung der Sekundärspannung aus Primärspannung und normalem Übersetzungsverhältnis zurückgeführt.

In der Elektrotechnik sind Spannungserhöhungen an Maschinen und Transformatoren durch kapazitive Belastung bekannt. Als Ferrantieffekt wird z. B. die an angeschlossenen Kabeln entstehende Überspannung bezeichnet. Die im folgenden mitgeteilten Messungsreihen behandeln die Überspannung, welche an den Klemmen des Transformators selbst infolge seiner Eigenkapazität entsteht, und welche im Falle von Resonanz sehr hohe Beträge erreichen kann. Es verdient diese Erscheinung um so mehr Beachtung, als Transformatoren hoher und höchster Spannungen mit erheblicherer Eigenkapazität zu eingangs erwähntem Zweck immer mehr physikalische Verwendung finden.

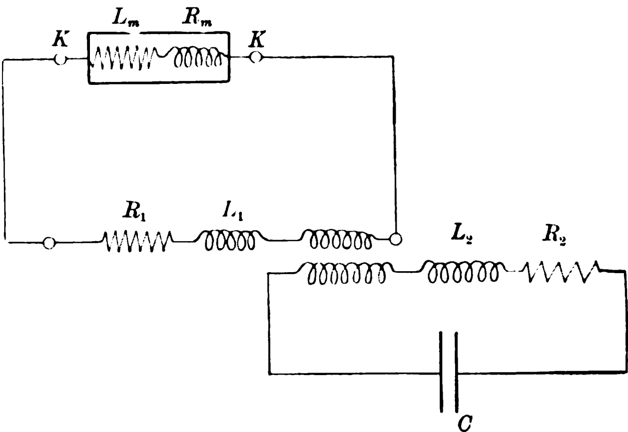


Abb. 1. Leitungsschema, Generator mit ausgeschaltetem kondensatorbelastetem Transformator.

3. Abb. 1 gibt das Leitungsschema eines Wechselstromgenerators mit angeschaltetem kondensatorbelasteten Transformator. $K\,K$ sind die Klemmen der Maschine und der direkt angeschalteten Primärspule des Transformators. $R_m\,L_m$ sind Widerstand (inkl. Verlusten) und Selbstinduktion der Maschine, R_1, L_1, R_2, L_2 bedeuten Widerstand (inkl. Verlusten) und Streuinduktion von Primär- und Sekundärspule des Transformators. Alle diese Größen wirken gemeinsam mit der den Transformator sekundärseits belastenden Kapazität C bei der Resonanzerscheinung mit. Diese wird sich demnach äußern

1. in einer Spannungserhöhung zwischen den Maschinenklemmen (Resonanzspannung der Maschineninduktion),
2. in einer Erhöhung des Verhältnisses von Sekundär- und Primärspannung des Transformators (Resonanzspannung der Transformatorstreuinduktion).

Beide Resonanzspannungen können bei kleinen R-Werten außerordentlich hohe Beträge annehmen, welche die Spannungen bei normalem Betrieb des Transformators mit Ohmscher oder induktiver Belastung um ein hohes Vielfaches übertreffen. Während bei diesen Belastungsarten bekanntlich ein Sinken der Klemmspannung sowohl an Maschine wie an den Sekundärklemmen des Transformators bei Belastung infolge der Streuinduktionen und des Widerstandes eintritt, findet infolge der eigenartigen Verhältnisse bei Voreilen des Stroms mit kapazitiver Belastung eine Spannungssteigerung statt, an den Maschinenklemmen durch die Maschineninduktion, im Verhältnis von Sekundär- zu Primärspannung des Transformators durch die Streuinduktionen seiner Spulen.

Aachen; Wickelung: Hochspannungsgesellschaft Köln.) Die Beschaffung der 10 kVA, 500-Periodenmaschine sowie des Hochspannungsöltransformators wurde mir in der schwierigen Zeit der Inflation durch das liebenswürdige Entgegenkommen der Firmen Telefunken, Berlin, und Koch & Sterzel, Dresden, ermöglicht. Allen sei herzlichst gedankt.

[2]) A. Karolus, Ann. d. Physik **72** (1923), 595.

4. Die Diagramme Abb. 2 und 3 zeigen in bekannter Weise die Spannungserhöhungen, welche gegen Leerlaufspannung an Maschine und Transformator bei kapazitiver Belastung infolge des Voreilens des Stromes eintreten können. Aus der Klemmspannung OK der Maschine (Abb. 2) ergibt sich durch geometrische Addition des mit J

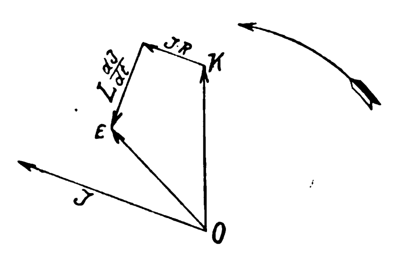


Abb. 2. Vektordiagramm der Maschine bei voreilendem Strom.

konphasen Ohmschen Spannungsverlustes JR und der zu J um 90^0 verschobenen induktiven Spannung $L\frac{dJ}{dt}$ die EMK der Maschine als Vektor OE, der bei vernachlässigbarem Widerstand bei der Resonanzfrequenz $\omega = \sqrt{LC}$ sich dem Nullwert nähert. Es tritt dann selbst bei äußerst

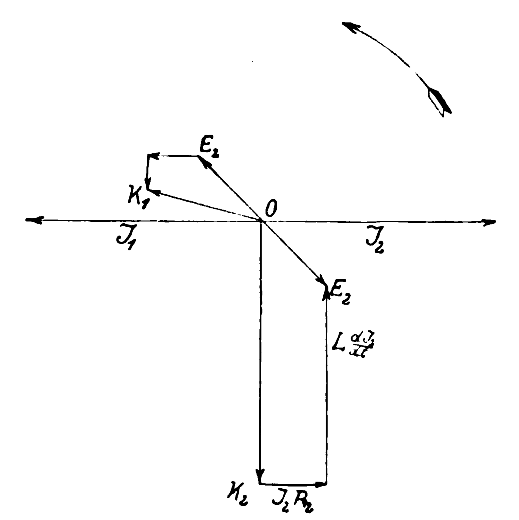


Abb. 3. Vektordiagramm des kapazitätsbelasteten Transformators.

kleiner Erregung der Maschine eine hohe Klemmspannung auf. Wegen der Ankerrückwirkung auf den Feldmagneten ist die Belastungs-EMK der Maschine im allgemeinen von der Leerlaufspannung verschieden und nicht ohne weiteres angebbar. Im Transformatordiagramm Abb. 3 gehen wir aus von einer konstanten uud beobachtbaren sekundären Klemmspannung OK_2, aus welcher sich durch Hinzufügung des Ohmschen Spannungsabfalles $J_2 R_2$, konphas mit dem voreilenden J_2 und der induktiven sekundären Streuspannung die EMK in der Sekundärspule ergibt. Dieser entgegengesetzt und unter Voraussetzung eines Übersetzungsverhältnisses 1 : 1 gleich ist der zur Überwindung der Sekundärrückwirkung in der Primärspule dienende Anteil OE_1 der Primärspannung. Die totale primäre Klemmspannung OK_1 ergibt sich durch Hinzufügung der Ohmschen und der primären Streuspannung. Es zeigt sich, daß OK_1 bei kleinen Widerständen durch die Wirkung der Streuinduktionen erheblich kleiner sein kann als OK_2, wenn der Strom der Klemmspannung voraus eilt, d. h. die Belastung kapazitiver Natur ist. Auch hier kann bei sehr geringen Widerständen und Verlusten im Transformator die Sekundärspannung selbst bei kleiner primärer Klemmspannung außerordentlich hohe Beträge annehmen, wenn Frequenz, Kapazität und Streuinduktion die Resonanzbedingung erfüllen.

Bei den eingangs erwähnten beiden Transformatoren reicht nun die Eigenkapazität der Sekundärspule aus, um erhebliche Spannungserhöhungen sowohl an Maschine als auch am Transformator bereits ohne besondere Belastung durch zusätzliche Kondensatoren, d. h. also bei nominellem Leerlauf, der aber eben kein eigentlicher Leerlauf mehr ist, eintreten zu lassen. Der Resonanzeffekt, soweit er durch die Induktion der Maschine veranlaßt ist, zeigt sich dabei in einer erheblichen Erhöhung der Maschinenklemmspannung beim Anschließen des Transformators, der durch die Streuinduktion des Transformators begründete Anteil des Effektes dokumentiert sich durch eine im Vergleich zu der aus dem normalen Übersetzungsverhältnis sich errechnenden stark vergrößerte Sekundärspannung. Das Übersetzungsverhältnis, sofern man es als das Verhältnis von Sekundär- zu Primärspannung bei nominellem Leerlauf definiert, erscheint stark vergrößert.

Bei 50-Periodenbetrieb zeigte keiner der Transformatoren im Leerlauf ein Verhalten der beschriebenen Art. Sekundär- und Primärspannung stehen bei Leerlauf und normaler Spannungsbelastung im angegebenen Übersetzungsverhältnis. Nur bei niedrigen Primärspannungen zeigt sich, wohl infolge von Streuungsabnahme eine leichte Erhöhung des Umsatzbetrages. Dieser hatte für

eff. primäre Klemmspannung	den Wert	bei eff. Sekundärspannung
30 Volt	641	19 200 Volt
40 „	575	23 000 „
60 „	550	33 000 „
100 „	537	53 600 „
150 „	541	81 000 „

Die beiden letzten Werte stimmen mit dem auf dem Transformator angegebenen Wert 120 000 : 220 = 545 innerhalb der Meßgenauigkeit überein. Die kapazitive Wirkung der Sekundärseite des Transformators, welcher natürlich eine

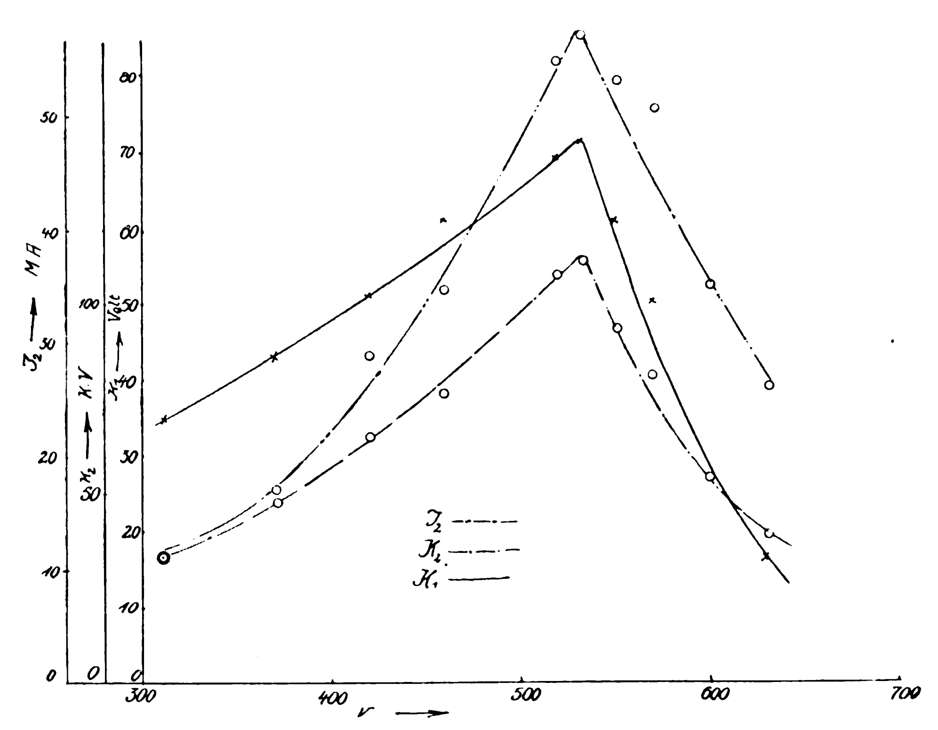


Abb. 4. Resonanzkurven zu Tab. 2. (Konstante Maschinenleerlaufspannung.)

verteilte Kapazität zwischen den Windungen sowie gegen Kern und Umgebung zuzuschreiben ist, tritt erst bei höherer Frequenz hervor und erreicht bei der Resonanzfrequenz den Höchstbetrag. Die einseitig geerdete Sekundärspule schwingt in enger Koppelung mit dem übrigen Gesamtsystem als Viertelwelle, etwa wie eine geerdete Antenne. Ungeerdet schwingt sie als Halbwelle und bedarf zur Resonanz höherer Maschinenfrequenz.

5. Im folgenden seien in Form von Tabellen und Kurven einige der Meßergebnisse mitgeteilt.

Tabelle 2.

Transformator Koch & Sterzel, sekundäreinseitig geerdet konstante Maschinenleerlaufspannung 30 Volt.

K_1	J_1	Watt	J_2 (MA)	ν	K_2 (mm)	K_2 (max) (kVolt)	$\frac{\nu K_2}{J_2}$
35	4,9	40	11	307	10,5	33	92
42	8,4	60	17	370	15,5	47	102
51	12,4	145	28,5	417	22,5	65	95
61	18	175	38	457	27,5	76	92
69	24,5	395	54,5	517	43	107	102
71	25	415	57	533	46	111	104
60,5	24	375	53	550	35,5	93	97
50,5	23	310	50,5	567	29	80	90
27	17,8	150	35	600	18	54	93
16,4	14,7	95	26	633	12	38	92

Tab. 2 und Abb. 4 zeigen die scharfe Resonanz des nominell leerlaufenden Systems Maschine-Transformator bei einseitiger Erdung der Sekundärspule. Es wurde hierbei durch Erniedrigung der Maschinenerregung bei steigender Frequenz die Leerlaufspannung der offenen Maschine konstant gehalten. Klemmspannung K_1 eff., Primärstrom J_1, Sekundärspannung K_2 (mm Schlagweite zwischen 4 cm-Kugeln und kVolt max.) und kapazitiver Sekundärstrom J_2. Dieser ist ein verteilter und wurde mit einem in die Erdleitung geschalteten Wechselstrom-Milliamperemeter gemessen. Er nimmt natürlich nach dem anderen offenen Sekundärende hin kontinuierlich auf Null ab.

Bei einfach sinusförmiger Sekundärspannung und konstant anzunehmender sekundärer Kapazität muß der kapazitive Sekundärstrom $J_2 = C \frac{dK_2}{dt}$ dem Produkt νK_2 proportional sein. Die letzte Spalte der Tab. 2 zeigt, daß dies hier auch praktisch der Fall ist. Es zeigt sich kein Gang des Quotienten $\frac{\nu K_2}{J_2}$. Daß die einzelnen Zahlen ziemlich erhebliche Abweichungen zeigen, dürfte durch die verhältnismäßig ungenaue Bestimmung der Sekundärspannung aus Schlagweiten begründet sein. Der Sekundärstrom J_2 des sonst unbelasteten Transformators würde alsdann gut zu Relativmessungen der Sekundärspannung dienen können. Allerdings gilt dies nur, solange kein wesentliches Sprühen auftritt.

6. Tab. 3 und Abb. 5 zeigen eine Aufnahme bei konstant gehaltener primärer Klemmspannung



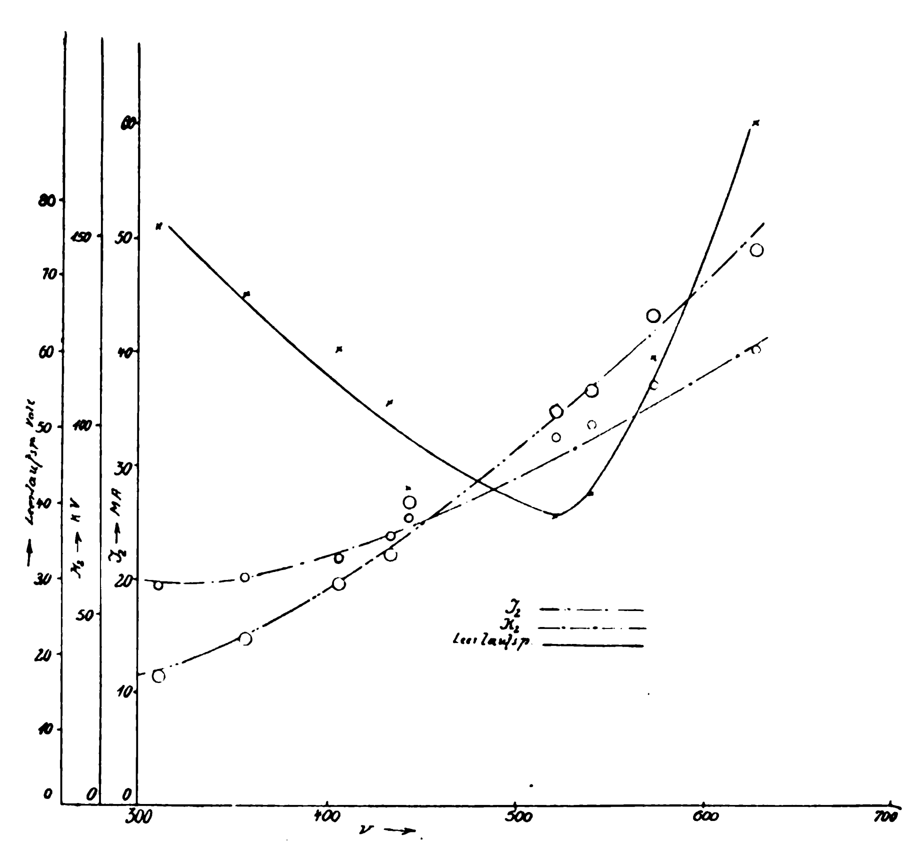


Abb. 5. Resonanzkurven zu Tab. 3. (Konstante primäre Klemmspannung.)

von 60 Volt. Hierzu war die Erregung der Maschine auf die in der ersten Spalte angegebenen Werte ihrer Leerlaufspannung erforderlich. Die Maschinenresonanz gibt sich in dem bei etwa 520 Perioden liegenden Minimum erforderlicher Erregung kund. Eine durch die Streuinduktion des Transformators veranlaßte Resonanz, die sich

Tabelle 3.

Derselbe Transformator einseitig geerdet. Primäre Klemmspannung konstant 60 Volt.

Maschinenleerlaufspannung (Volt)	Primärstrom (Amp.)	Watt	J_2 (MA)	ν	K_2 (mm)	K_2 (max) kVolt	$\frac{\nu K_2}{J_2}$
51	9	75	17	310	19,5	58	106
45	11,1	90	22	357	20,5	60	98
40	14,1	125	29	407	22,5	65	91
35,5	16,2	160	33	433	25	71	93
28	19,5	210	40	443	27,5	76	84
25,5	21,4	340	52	520	37,5	97	97
27,5	24	375	55	540	39	100	98
39,5	26,5	510	64,5	573	46	111	99
60	37	640	73	627	52	120	102

in einem Resonanzmaximum der Sekundärspannung zeigen müßte, tritt zwar noch nicht auf, scheint aber nahe bei noch etwas zu steigernder Frequenz zu liegen.

7. Um das Maximum in den Bereich der leichter erreichbaren Frequenzen herabzudrücken, belasteten wir den Transformator sekundär mit einer Zusatzkapazität von 250 cm durch Anschaltung von 8 in Reihe geschalteten Leidener Flaschen. Tab. 4 und Abb. 6 geben diese Aufnahme wieder, die das Maximum der Transformatorresonanz bei etwa 500 Perioden zeigt.

Tabelle 4.

Derselbe Transformator einseitig geerdet und mit Kapazität 250 cm belastet.
Primäre Klemmspannung konstant 40 Volt.

Maschinenleerlaufspannung (Volt)	Primärstrom (Amp.)	Watt	J_2 (MA)	ν	K_2 (mm)	K_2 (max.) (kVolt)	$\frac{\nu K_2}{J_2}$
40	18,6	150	15	310	17	51	105
—	26,1	250	22	350	21	61	97
42,5	36,3	460	31	393	27	75	95
77	44,4	750	40	433	35	92	99
105	50,4	1020	49	470	44	108	104
162	55,2	1400	55	517	50	117	109
172	52,5	1200	52	550	35	92	97
143	41,7	615	36	583	20	59	95
126	35,1	400	28	617	14	43	94
125	31,9	200	25	650	11	35	91

Während hier also die Transformatorresonanz bei ν = etwa 500 liegt, wurde die Maschinen-



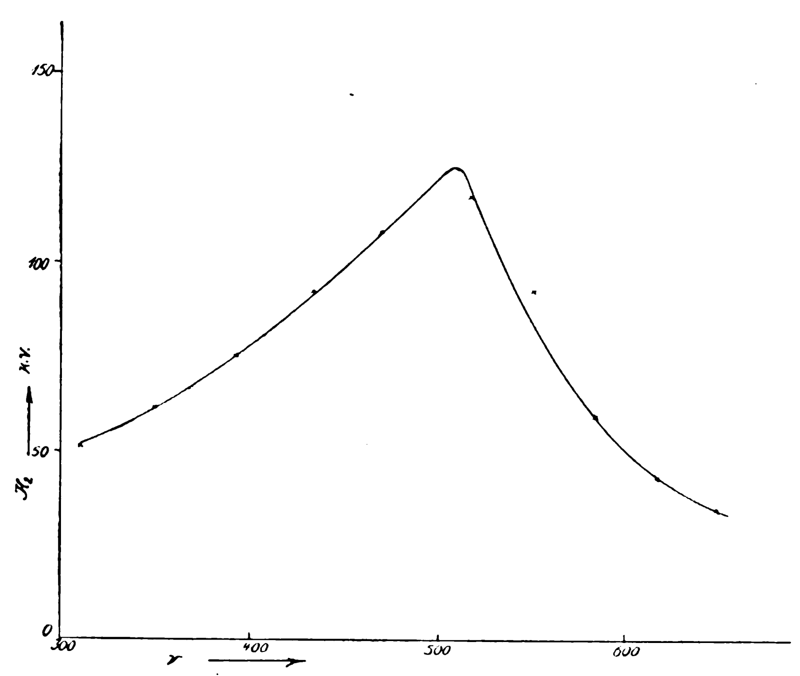


Abb. 6. Transformator mit Zusatzkapazität belastet. (Zu Tab. 4.)

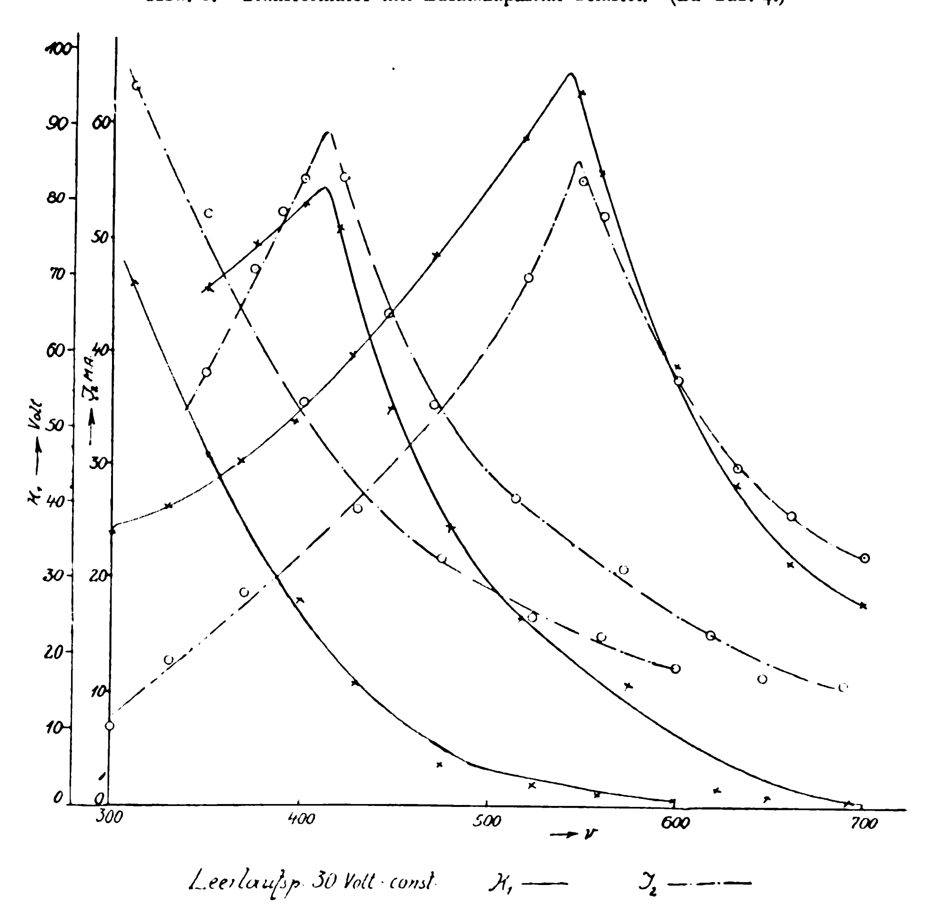


Abb. 7. Resonanzkurven des Lufttransformators. Rechts ohne Zusatzkapazität, in der Mitte kapazitätsbelastet mit 100, links mit 200 cm. Verschiebung des Resonanzmaximums nach niedrigeren Frequenzen.



resonanz durch die angehängte Kapazität auf unter 310 Perioden herabgedrückt, wie daraus zu ersehen ist, daß in der ganzen Tabelle ein Sinken der primären Klemmspannung gegen die Leerlauf-EMK der Maschine sich zeigt.

In Abb. 7 sind die Kurven Klemmspannung-Frequenz bei auf 30 Volt konstant gehaltener Maschinenleerlaufspannung für den obengenannten großen 250000-Volt-Transformator ohne und mit zwei verschiedenen Kapazitätsbelastungen gezeichnet. Sie zeigen deutlich die Herabdrückung der Maschinenresonanz durch erhöhte kapazitive Belastungen. Die genaueren Tabellenangaben erübrigen sich, weil sie nichts wesentlich Neues gegen die obigen zeigen. Die Kapazität 100 cm drückt die Resonanzfrequenz von 550 Perioden auf 410 Perioden herab, und 200 cm Kapazität erniedrigen die Resonanz weiter auf unter 300 Perioden. In allen Fällen ist die Resonanz eine sehr scharfe. Punktiert eingezeichnet ist der „Leerlauf"strom in der Erdleitung der Sekundärspule, der bei der Resonanztourenzahl dem zulässigen Strombelastungswert des Transformators (100 mA) nicht mehr sehr fern ist.

8. Widerstand im Primär- und Sekundärkreis oder Wattbelastung des Transformators dämpfen die Resonanz kräftig ab, wie aus den Vektordiagrammen der Abb. 2 und 3 durch Vergrößerung der Vektorlängen JR direkt ersichtlich ist. Tab. 5, aufgenommen am Öltransformator Koch & Sterzel unter Anschaltung eines Wasserwiderstandes an die Hochspannungsklemmen, zeigt, daß bei verhältnismäßig geringer Widerstandsbelastung die Resonanz völlig beseitigt worden ist.

Tabelle 5.
Maschinenleerlaufspannung konstant 100 Volt.

K_1	J_1	Watt	J_2 (mA)	ν	K_2 (mm)	K_2 (kVolt)
86,5	19,4	1575	37	310	23	66
79,5	20,2	1650	40,5	333	21	61
77	21,4	1675	42	367	20	58
73	21,8	1575	42	400	18,5	55
69	22,1	1475	42	433	18	53
65,5	22,1	1375	42	467	17	51
61	21,4	1225	42	517	15	46

9. Die mitgeteilten Ergebnisse zeigen, daß bei der Verwendung 500 periodiger Maschinen zum Betrieb von Höchstspannungstransformatoren Vorsicht geboten ist. Die Eigenkapazität im Verein mit Maschineninduktion und Transformatorstreuinduktion bewirken Überspannungen, welche bei der Resonanzfrequenz ungemein hohe Beträge erreichen und Transformator wie Maschine erheblich gefährden können. Durch Belastung ist diese Erscheinung zum Verschwinden zu bringen.

Der infolge der Eigenkapazität der Sekundärspule in letzterer fließende kapazitive Leerlaufstrom kann, solange durch Sprühen kein zusätzlicher Strom hinzutritt, gut für die Bestimmung der Sekundärspannung verwendet werden.

Eingegangen am 8. Februar 1926.

Zuschriften an die Schriftleitung.

Die Messungen des Dampfdruckes von Kohlenstoff.

Zur gleichnamigen Arbeit von F. Born.[1])

In dieser Arbeit berechnet Herr Born nach der Methode von Lummer aus den von mir gefundenen Flächenhelligkeiten[2]) die entsprechenden wahren Temperaturen. Dieses Verfahren ergibt hier offenbar unsichere Werte. Wie früher beschrieben, bildete sich mit fortschreitendem Druck und steigender Stromstärke ein immer tiefer ausgehöhlter Krater aus. Dadurch wird der Charakter der Strahlung verändert, sie wird nicht nur an sich schwärzer als Hohlraumstrahlung, sondern die zusätzlichen Dampfstrahlungen besonders aus dem hocherhitzten Hohlraum und den der Elektrode unmittelbar benachbarten Schichten wachsen mit Druck und Stromstärke an, die sich vielleicht durch sorgfältige Analyse der Gesamtstrahlung in verschiedenen Spektralbereichen bis zu gewissen Grade, wenn auch immer schwieriger mit steigender Temperatur trennen lassen.

In jedem Falle scheint die unbedingte Verwertbarkeit der Lichtbogenmethode für Dampfdruckmessungen noch nicht genügend gesichert, insbesondere fehlt die volle Berücksichtigung der Energiebilanz an der Elektrode (Wärmeableitung durch Elektrode und Gas unter möglichst verschiedenen Bedingungen, Größe des Anoden- bzw. Kathodenfalls nebst der zugehörigen Stromeintrittsfläche an der Elektrode, da es Fälle gibt, bei denen zu kleinerem Anodenfall auch ein kleinerer Anodenfleck gehört, der Strahlungsverluste usw.).

E. Podszus.

[1]) Zeitschr. f. techn. Phys. **7** (1926), 26.
[2]) Zeitschr. f. Phys. **19** (1923), 24.

Berichtigung.

In dem Aufsatz von C. Schwarz: „Temperaturverteilung, Wärmedurchgang und Speicherfähigkeit bei einseitig periodisch beheizten Wänden" 6. Jrg. 1925 muß es heißen: S. 462 r. Sp. Z. 6 v. o.

$$S-(Xh,k)=\sqrt{sh\,2\,(Xhk+A)-\sin 2\,(Xhk-B}.$$

Ferner S. 558 r. Sp. Anm. 3 l. u. vorl. Z. ... im Bericht Nr. 104 des Stahlwerksausschusses ... an Stelle von: ... im Bericht Nr. 97.



Neue Bücher.

(Besprechung bleibt vorbehalten.)

Jüptner, H. v., Gas, Dampf und Flüssigkeit. Monographien zur Feuerungstechnik. Heft 8. 61 S, 7 Abb, 34 Tab. i. T. O. Spamer. 1925. Geh. Rm. 5,—.

Meyer, Th., Die Wasserkraft. Technische Fachbücher. Die Hauptgebiete der Technik in grundlegenden Einzeldarstellungen. 126 S., 35 Abb. i. T. und 132 Aufgaben nebst Lösungen. C. W. Kreidels Verlag, München. 1926. Rm. 2,25.

Ollendorff, Franz, Die Grundlagen der Hochfrequenztechnik. Eine Einführung in die Theorie. XVI, 639 S., 379 Abb. i. T. und 3 Tf. Julius Springer, Berlin. 1926. Geb. Rm. 36,—.

Petersson, H. u. Kirsch, G, Atomzertrümmerung. Verwandlung der Elemente durch Bestrahlung mit α-Teilchen. VIII, 247 S., 61 Abb. i. T. u. 1 Tf. Akademische Verlagsges., Leipzig. 1926. Geh. Rm. 13,—, geb. Rm. 15,—.

Svedberg, Th., Kolloidchemie. Vom Verf. durchgesehene u. erweiterte Ausgabe übersetzt v. Finkelstein. Akademische Verlagsges., Leipzig. 1925. VII, 291 S., 132 Abb. u. 3 Tf. Geh. Rm. 12.—, geb. Rm. 15.—

Zsigmondy, R. u. Thiessen, R. A, Das kolloide Gold. (Kolloidforschung in Einzelldarstellungen, herausgegeben von R. Zsigmondy. Band 1.) Akademische Verlagsges., Leipzig. 1925. X, 229 S., 11 Abb. i. T. Geh. Rm. 11,70, geb. Rm. 14.—.

Besprechungen.

Wigand, A., **Luftelektrische Untersuchungen bei Flugzeugaufstiegen.**[1]) (Bd. 18, Heft 5 der Fortschritte der Chemie, Physik und physikalischen Chemie.) 52 S., 11 Abb. Gebrüder Borntraeger, Berlin. 1925.

In dem Buche findet man alle bisherigen luftelektrischen Flugzeugbeobachtungen zusammengestellt, und zwar von berufenster Seite, denn solche Messungen sind ja bisher allein von Wigand und seinen Mitarbeitern ausgeführt worden. Ermöglicht wurde das durch die ärophysikalische Stiftung in Halle, der wir schon vor dem Kriege wichtige Freiballonbeobachtungen verdanken. Neuerdings hat auch die „Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft" die Messungen gefördert.

Die Vorbedingung für ein Gelingen so schwieriger Beobachtungen war die Ausbildung einwandfreier Beobachtungsmethoden. Deswegen nimmt die Beschreibung der Meßmethoden mit Recht einen breiten Raum in der Darstellung ein. Als Meßelektrometer hat sich das Wulfsche Zweifadenelektrometer bewährt (S. 5). Die Messung des mittleren Trägergehalts und des mittleren Leitvermögens mit dem Ebertschen bzw. Gerdienschen Apparat war verhältnismäßig einfach zu lösen (S. 6 bis 10). Auch die Bestimmung von Augenblickswerten nach dieser Methode ist im Flugzeug möglich. Doch liegen darüber noch keine Messungen vor, während Beobachtungen des mittleren Trägergehalts auf zwei Aufstiegen ausgeführt worden sind.

Viel schwieriger liegen die Dinge bei der Messung des Potentialgefälles (S. 10 bis 36). Zwar ist die Kollektorfrage von Wigand durch den Bau eines Radiothorkollektors mit ganz kurzer Aufladezeit, zwei bis drei Sekunden im Flugwind, gelöst worden. Auch mit Wasserspritzkollektoren läßt sich unter günstigen Bedingungen arbeiten, doch ist hier der große Wasserverbrauch ein Hemmnis. Durch besonders angeordnete Düsen ließ sich der Wasserverbrauch herabsetzen, dadurch stieg aber wieder die Aufladezeit, so daß diese Kollektoren weniger als Meß- wie als Ausgleichkollektoren geeignet sind.

Ein großes Hindernis für die Potentialgefällemessungen ist aber nun die dauernde beträchtliche Aufladung der Flugzeuge durch den Motor, worüber Wigand und Schlomka in den Ann. d. Phys. **75** (1924), 279 ausführlich berichtet haben. Die Ursache dieser Selbstaufladung, die positiv ist und das natürliche Potentialgefälle um ein Vielfaches übertrifft, ist die negative Elektrisierung der Auspuffgasse. Die Bedingungen dieser Aufladung, die im wesentlichen eine Funktion der Motortätigkeit ist, sind in zahlreichen Aufstiegen untersucht worden. Es ist nicht möglich, sie durch Ausgleicher zu beseitigen. Höchstens kann man, wenn es sich um ein Luftschiff handelt, sie durch Ausgleicher auf einen gefahrlosen Wert, der eine Zündungsgefahr ausschließt, herabdrücken. Eine Messung des Potentialgefälles wäre nur durch zwei Kollektoren möglich, deren Meßergebnisse durch künstliche (Modell-) Messungen am ungeladenen und geladenen Flugzeug zu reduzieren wären.

Dann bespricht Wigand direkte Beobachtungen des Radiumemanationsgehalts der Atmosphäre. Diese Messungen sind um so wichtiger, als bekanntlich Messungen nach der indirekten Methode der Drahtaktivierung zu falschen Vorstellungen geführt haben. Die Methode, die Wigand anwandte — Kondensation durch flüssigen Sauerstoff — war gerade im Flngzeug nicht einfach. Das Problem ist aber gelöst worden (S. 37 bis 47). Die auf sechs Flügen von Wenk erhaltenen Meßergebnisse (S. 48 bis 50), über die bereits in der Physikalischen Zeitschrift 1924, S. 684, kurz berichtet worden ist, führen zu dem wichtigen Schlusse, daß die Abnahme des Emanationsgehalts mit der Höhe noch viel schneller ist, als Hess und Schmidt unter der Annahme, daß die Emanation vom Erdboden herrührt, berechnet hatten.

Zum Schluß (S. 51) weist Wigand auf die weiteren Aufgaben bei luftelektrischen Flugzeugaufstiegen hin. Es wäre sehr zu wünschen, daß diese wichtigen Untersuchungen fortgeführt werden könnten. K. Kähler.

Reichenbach, H., **Axiomatik der relativistischen Raum-Zeit-Lehre.** X, 162 S. 15 Abb. [Sl. „Die Wissenschaft" Bd. 72.] Friedrich Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1924. Geh. Rm. 6,—.

Von der wissenschaftlichen Literatur über die Relativitätstheorie hebt sich die Reichenbachsche Schrift nach verschiedenen Seiten ab. Weder vom mathematischen noch vom physikalischen Standpunkt aus versucht sie einen kritischen Beitrag zu den Problemen der Relativitätstheorie zu geben, sondern lediglich vom philosophisch-erkenntnistheoretischen Standpunkt aus. Auch nicht die Stellung der Relativitätstheorie innerhalb der bestehenden philosophischen Systeme zu untersuchen, ist ihr Ziel, sondern sie will eine axiomatische Analyse der erkenntnistheoretischen Grundlagen der Relativitätstheorie geben. Nach einer für jeden Gebildeten sehr lesenswerten Einleitung, die die logische Stellung der Axiome und der Definitionen in der Wissenschaft klarzustellen sucht, gibt Reichenbach eine durch die überall angestrebte mathematische Schärfe des Beweises besonders beachtenswerte Analyse des Erfahrungs- und des Voraussetzungsinhaltes der Relativitätstheorie, die mit ihrem logischen Hilfsmitteln überall sehr tief gräbt. Chrakteristisch für die ganze Art der Analyse des Verfassers ist — um nur ein Beispiel zu nennen — seine Bemerkung über das Prinzip der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit, das nach Reichenbach nicht „ein Satz", sondern „eine Summe von Behauptungen" (S. 73) darstellt, die „die Lichtaxiome I bis V und die Definitionen 1 bis 17" umfaßt. Aus der

[1]) In Nr. 10 des Jahrgangs 1925 wurde das Buch bereits von B. Duckert besprochen. Dieser Besprechung gegenüber macht der Verfasser darauf aufmerksam, daß die in ihrem letzten Absatz gegen die Methode der luftelektrischen Flugzeugmessungen geäußerten Bedenken von anderer fachmännischer Seite nicht geteilt werden. Die Schriftleitung sieht sich demnach veranlaßt, die obenstehende Rezension aus Meteor. Zeitschr. **42** (1925), 414 zum Abdruck zu bringen.



Reichhaltigkeit des logischen Inhalts des Lichtprinzips will der Verfasser die Gegensätzlichkeit der Beurteilung der Bedeutung dieses Satzes durch die verschiedenen Forscher erklären. Zugleich erkennt man aber an diesem Beispiel auch einen in die Augen springenden Nachteil der Darstellungsweise des Verfassers, der die Lektüre für den Leser sehr ermüdend und anstrengend macht, daß man nämlich auf fast jeder Seite ein dutzendmal, durch eine Ziffer geleitet, zurückschlagen muß, da man bei erstmaligem Studium unmöglich die rund 20 Axiomformulierungen und rund 30 Definitionen neben mehr als 20 „Sätzen" gegenwärtig haben kann, die man auf Schritt und Tritt beim Verfolgen der logischen Schlüsse braucht. Hier sollte das klassische Beispiel Spinozas nicht entschuldigen, sondern schrecken, zumal es bei Reichenbach auf die Spitze getrieben erscheint.

Bei aller gesunden Absicht der Relativitätstheorie, das durch die Erfahrung Prüfbare zur Grundlage der Theorie zu machen, wirkt in einer so ausgesprochen mit Mitteln des logischen Schlusses arbeitenden Analyse, wie es die Reichenbachsche Arbeit darstellt, eine gewisse Scheu vor dem Gedankenexperiment (Adlersche Gleichzeitigkeit, S. 98 f., natürliche Uhr, S. 116 f.) störend.

Einer Abfertigung anderer Gleichzeitigkeitsdefinitionen als mit Lichtsignalen, z. B. mit Schall, mit Bemerkungen wie denen, daß die Schallgeometrie „versagt (S. 102), sowie es sich um rascher bewegte Systeme handelt, denn der Schall hat eben nicht die Sonderstellung des Lichtes, raschestes Signal zu sein", wird man ablehnend oder zum mindestens abwartend gegenüberstehen, da sie der Relativitätstheorie selbst ein Grab gräbt, wenn diese „Sonderstellung" des Lichtes als Irrtum erkannt werden sollte. Logisch ist sie eher anfechtbar als stützbar zu nennen.

Das Beispiel des rotierenden Lichtzeigers, der bei 500 Umdrehungen pro Sekunde außerhalb eines Kreises von 95,5 km eine tangentiale Geschwindigkeit $> c$ erreicht (S. 93), verdiente zu Experimenten anzuregen.

O. v. Auwers.

Block, B., **Das Kalkbrennen** m. bes. Ber. d. Schachtofens m. Mischfeuerung u. d. Gewinnung v. kohlensäurehalt. Gasen. 2. erw. A. XII, 512 S. 270 Abb. i. T. Otto Spamer, Leipzig. 1924. Geh. Rm. 25,—, geb. Rm. 27,50.

Die deutsche Kalkindustrie hat im Jahre 1920, bezogen auf Steinkohle, etwa 1000000 t Kohle verbraucht. Dies entspricht etwa $^1/_2$ % des gesamten deutschen Kohlenverbrauches. Es handelt sich hier also um eine sehr wichtige Industrie, die gleichzeitig mit ihren Produkten, da der gebrannte Kalk, abgesehen von seinen vielfachen anderen Anwendungsgebieten, einen der wichtigsten Rohstoffe für das Baugewerbe bildet, sehr stark in das tägliche Leben eingreift. Das Kalkbrennon gehört zu den ältesten technischen Verfahren und ist schon von den alten Ägyptern und Assyriern vorgenommen worden. Das Gleichgewicht: $CaCO_3 \rightleftharpoons CaO + CO_2$ bildet das klassische Beispiel für den Vorgang der Dissoziation eines festen Stoffes, der nur ein Gas liefert. Die Dissoziationsspannungen des Kalziumkarbonats sind von Le Chatelier 1886 genau gemessen worden. Der Verlauf der Dissoziationsspannung ähnelt demjenigen der Dampfspannung vollkommen. Bei 812 °C erreicht der Kohlensäuredruck eine Atmosphäre. Diesen Umständen entsprechend behandelt der Verfasser des umfangreichen Buches das Kalkbrennen nicht nur rein technologisch, sondern geht auch mit großer Ausführlichkeit auf die physikalisch-chemischen Grundlagen dieses Vorganges ein. Das Buch bildet ein gutes Beispiel für die Bedeutung des Eindringens wissenschaftlicher Betrachtungsweise in die Industriepraxis.

In einer ersten 1916 erschienenen Auflage ist nur der Schachtofen in den Kreis der Betrachtung gezogen worden. In der neuen werden auch die übrigen Ofenarten, besonders der neuerdings so wichtig gewordene Drehrohrofen eingehend behandelt. Alle derartigen Brennöfen zerfallen in drei Zonen; die Vorwärmezone, die Brennzone, die Kühlzone. Der Verfasser berechnet ausführlich den Energieumsatz für die einzelnen Teilvorgänge und kommt rechnerisch zu Angaben für die Vorwärmezeit der Kalksteine, für die Brenndauer und die Abkühlzeit. Besonders eingehend wird die feuerungstechnische Seite des Vorganges besprochen. Auch die Zusammensetzung der Kalkofengase, die bekanntlich u. a. in der Zucker- und Sodaindustrie verwertet werden, die Abhängigkeit der Gaszusammensetzung von Brennstoffverbrauch und Luftzufuhr wird in einem besonderen Kapitel eingehend besprochen, allerdings hauptsächlich im Hinblick auf den Schachtofen. Ein besonderer Abschnitt beschäftigt sich mit den Methoden der Prüfung der Kalkofengase auf ihre chemische Zusammensetzung, mit der Bestimmung der Ofentemperaturen durch Thermoelemente, Strahlungspyrometer usw. und mit anderen Messungen. Das an einigen Stellen etwas zu breit angelegte Buch bietet daher auch für den technischen Physiker viel Anregung. Man hat den Eindruck, daß es in jeder Weise den neuesten Stand der Technik des Kalkbrennens Rechnung trägt. Am Schluß befindet sich eine ausführliche Literaturzusammenstellung.

Beim Durchlesen des Buches fiel mir auf, daß es auf Seite 80, unten, richtig heißen muß: „Die Brennzeit ist umgekehrt proportional dem Temperaturunterschied U".

M. Moeller.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin W. 9, Linkstraße 33/34, 2 Treppen rechts. Telephon Lützow 2210.

Die Bürostunden sind: Montag bis Freitag von 9—4 Uhr, Sonnabends von 9—1 Uhr.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Aufruf zu einer Koepsel-Spende.

Am 26. März d. J. vollendet Adolf Koepsel sein 70. Lebensjahr. Sein Name ist mit der ersten Entwicklung der drahtlosen Telegraphie in Deutschland eng verknüpft. Er ist der Schöpfer des Drehkondensators. Mit der Konstruktion dieses Apparates war die Grundlage für eine hinreichend genaue Wellenmessung geschaffen. Erst durch den Ausbau und die Vervollkommnung dieser Meßmethode war die Möglichkeit eines gleichmäßigen Fortschritts gesichert; und der Drehkondensator war es, der die Methode besonders einfach gestaltete und ihre leichte Anwendbarkeit ermöglichte. Heute befindet sich der Drehkondensator in unveränderter Gestalt als Abstimmgerät in fast jedem drahtlosen Empfangsapparat. Durch ihn wird jeder Rundfunkhörer an seinen Erfinder erinnert. Da das geschäftliche Anwendungsgebiet des Drehkondensators in der ersten Zeit der Entwicklung der drahtlosen Nachrichtenübermittlung noch sehr klein war, so brachte diese seine Arbeit einen besonderen pekuniären Erfolg nicht mit sich, und auch sein Name ist damals im Hintergrund geblieben.

Nachdem die drahtlose Nachrichtenübermittlung, insbesondere im Rundfunk, eine so außerordentliche Ver-



breitung gefunden hat, heute zu einem Gemeingut der Menschen geworden ist und damit die Erfindung Koepsels in weiten Kreisen angewendet wird, ergeht an alle, die sich ihrer bedienen, die Bitte, einen Beitrag für eine Spende für Adolf Koepsel zu leisten, um ihn in die Lage zu versetzen, seinen Lebensabend sorglos zu gestalten. Die Heinrich-Hertz-Gesellschaft hat es übernommen, die Beiträge zu sammeln und sie ihm als gemeinsame Stiftung zu seinem Geburtstage zu überreichen.

Zahlungen erbeten unter der Bezeichnung „Koepsel-Spende" an die Commerz- und Privatbank in Hamburg für Max Warburg & Co, (Konto Heinrich-Hertz-Gesellschaft).

Für die Heinrich-Hertz-Gesellschaft:
Dr. Graf v. Arco Staatssekretär Dr. Bredow
Dr. Ad. Franke Kommerzienrat Dr. Mamroth
Prof. Dr. K. W. Wagner

Für die Deutsche Physikalische Gesellschaft:
Prof. Dr. F. Paschen

Für die
Deutsche Gesellschaft für technische Physik:
Prof. Dr. G. Gehlhoff

Für den Verband der Funkindustrie:
Dr. W. Burstyn

Am 10. Juli 1925 wurde der **Physiker-Verein an der Technischen Hochschule zu Dresden** als erster seiner Art an den deutschen Hochschulen von den hier studierenden Physikern gegründet. Zu seinen Zielen wählte er sich die Pflege der gemeinsamen wissenschaftlichen und geselligen Interessen und Bedürfnisse seiner Mitglieder. Auch soll durch ihn ein Zusammenhalt geschaffen werden zwischen den Studierenden einerseits und andererseits denen, die nach beendetem Studium die Hochschule verlassen, und den Physikern, die ihrem Berufe in Dresden nachgehen. Diese Ziele sollen erreicht werden durch Vorträge innerhalb des Vereines, Exkursionen zur Besichtigung industrieller und wissenschaftlicher Anlagen, Abhaltung von Veranstaltungen, die die Studierenden mit ihren Dozenten und den im Leben und in der Praxis stehenden Fachgenossen zusammenführen sollen. Damit ist eine Möglichkeit mehr gegeben, Erfahrungen und Wünsche der Praxis in der akademischen Ausbildung der Physiker zur Geltung zu bringen. Möge diese Anregung, die von den Studierenden selbst ausgeht, reges und warmes Interesse und Verständnis finden! Als Mitglieder gehören dem Verein Studierende der math. nat. Abteilung vom 4. Semester an, die auf ihren Antrag einstimmig aufgenommen wurden, als ordentliche Mitglieder, jüngere als außerordentliche Mitglieder (ständige Gäste), Nichtstudierende, die an der Dresdner Technischen Hochschule promovierten, und ordentliche Mitglieder, die ihr Studium beendeten, als Alte Herren. Augenblicklich überwiegen die Technischen Physiker, woraus sich auch die vorwiegende Einstellung auf die Technische Physik herleitet. Schließlich ist zu bemerken, daß der Verein keinerlei korporativen Charakter trägt. Aus dem Wunsche nach mehr Zusammenhang mit dem Leben, für das man sich im Studium vorbereitet, und aus dem Bedürfnisse, auch Ansichten, die dem Physiker speziell eigen sind, in allgemein interessierenden Fragen auszutauschen, erwuchs der Gedanke zur Gründung des Vereins. Möge er zu einem wertvollen Faktor in der Erziehung der Physiker werden!

H. Pietzsch.

Der 1. Vorsitzende unserer Gesellschaft ließ es sich nicht nehmen, dem Physikerverein an der Technischen Hochschule zu Dresden aus Anlaß seines ersten öffentlichen Auftretens seine und der Gesellschaft beste Wünsche für das Gedeihen und die Entwicklung des Physikervereins persönlich zu überbringen. Er wies darauf hin, daß die Reform des Hochschulstudiums der technischen Physik und die Ausbildung unserer Physikerjugend eines der wichtigsten Ziele der Deutschen Gesellschaft für Technische Physik gewesen sei, das mit Erfolg erreicht wurde. Eine Frucht dieser Bestrebungen ist die Bildung des ersten akademischen Physikervereins, der unter den besten Aussichten, mit etwa 40 Mitgliedern, so lebenskräftig gegründet wurde. Möge er gedeihen, und mögen ihm recht bald weitere Physikervereinigungen an anderen Hochschulen und Universitäten folgen.

Deutsche Gesellschaft für Technische Physik
Dr. G. Gehlhoff,
1. Vorsitzender.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. Dember, Dresden:
Physikerverein an der Technischen Hochschule zu Dresden.

Seitens des Herrn Prof. Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:
Herr Dr. Karl Markau, Direktor der Deutschen Gasglühlicht-Auer-Ges., Berlin-Grunewald, Margaretenstraße 1.

Seitens des Herrn Studienrat Dr. Friedrich Grohs, Berlin-Wilmersdorf:
Herr Physiker Martin Paul, Berlin W., Kurfürstenstraße 86 II.

Seitens des Herrn Weigel, Karlruhe i. B.:
Herr H. Fegert, ordentl. Stud. der Lichttechnik an der Badenschen Technischen Hochschule, Karlsruhe, Ostendstraße 7.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Physiker Karl Braband, Baden-Schweiz, Mellingerstraße 102a, jetzt Zürich, Kapfsteig 14.
Herr Telegraphensekretär Fritz Gehlhoff, Cassel, Schlachthofstraße 49, jetzt Kaiserstraße 102.
Frau Dr. Olga Kudlac, Linz a. d. Donau, Füchselstraße 5, jetzt Augsburg, Rehlingenstraße 10.
Herr Dr. Harald Müller, Dresden-A. 27, Kaitzerstraße 79, jetzt Hermsdorf i. Thür., Bahnhofstraße 30.
Herr Karl Schulz, Berlin NW. 87, Erasmusstr. 9, jetzt Berlin W. 57, Winterfeldstraße 30b.

Der 1. Vorsitzende: Prof. Dr. G. Gehlhoff.

Lichttechnische Gesellschaft in Karlsruhe.

Bericht

über die Sitzung am Dienstag, den 23. Februar 1926, abends 8 Uhr c. t. im Hörsaal des Chemisch-Technischen Instituts der Technischen Hochschule Karlsruhe.

1. Geschäftliches.
2. Vortrag des Herrn Oberregierungsrat Prof. Dr. Holtzmann, Landesgewerbearztes am Gewerbeaufsichtsamt, Karlsruhe: „Über vermeintliche und wahre Augenschädigungen durch Licht".
3. Verschiedenes.

Der Vorstand.

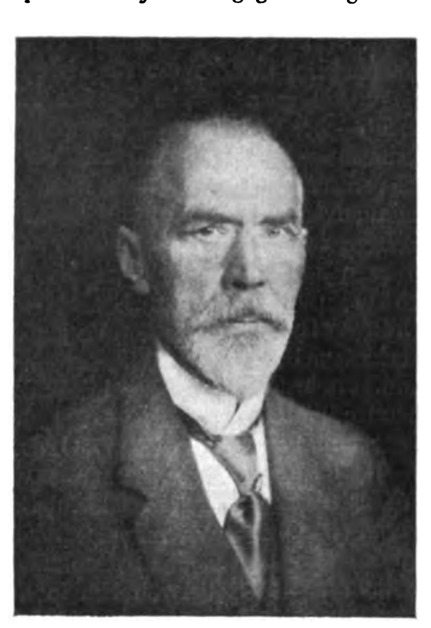
Redaktionsschluß am 27. Februar 1926. Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Zeitschrift für technische Physik

1926 Siebenter Jahrgang Nr. 4

INHALT:

Dr. Adolf Koepsel vollendet am 26. März sein 70. Lebensjahr. In Berlin geboren, gehörte er zu denjenigen Schülern von Helmholtz, die nach Vollendung ihrer Studien sich der Praxis zuwandten. So trat auch Koepsel im Jahre 1885 bei der Firma Siemens & Halske ein und unterstützte Werner von Siemens bei seinen Arbeiten. Durch das Vertrauen der Firma wurde ihm die Bauleitung des Elektrizitätswerkes Wynau bei Langenthal in der Schweiz übertragen, wo er Gelegenheit hatte, den ersten Umformer für 20000 Volt Spannung und das erste Hochspannungskabel betriebsmäßig einzubauen.



Adolf Koepsel.

Nach Vollendung der Anlage kehrte er nach Berlin zurück und beschäftigte sich hauptsächlich mit der Vervollkommnung von Meßinstrumenten. Sein Eisenprüfer, der die Permeabilität des Eisens durch die Ablenkung einer Drehspule, die mit konstantem Strom beschickt wird, bestimmt, hat weite Verbreitung gefunden.

Die drahtlose Telegraphie, die um die Zeit seiner Rückkehr aus der Schweiz anfing wirtschaftliche Bedeutung zu gewinnen, sah ihn unter ihren ersten wissenschaftlichen Mitarbeitern. Er hat das Braunsche System von den ihm anhaftenden Mängeln befreit und hat die Genugtuung, einen Apparat zur Reihe seiner Erfindungen zu zählen, der heute in unveränderter Form in jedem Rundfunk-Empfangsapparat zur Verwendung kommt. Es ist das der Drehkondensator, den Adolf Koepsel seiner Zeit als wesentlichen Bestandteil eines zu bauenden Wellenmessers konstruiert hat. Der Drehkondensator wird heute als ein ganz selbstverständliches Gebilde hingenommen, und es vergegenwärtigt sich unter tausenden von Gebrauchern wohl kaum einer, daß dieser Apparat vor nicht allzu langer Zeit noch nicht vorhanden war, und daß bis zu seiner Erfindung der Messung elektrischer Wellenlängen bedeutende Schwierigkeiten entgegenstanden.

Die Verhältnisse fügten es so, daß trotz der Freundschaft, die insbesondere Wilhelm von Siemens ihm immer entgegenbrachte, er sein Arbeitsgebiet verließ, um seine Geschicklichkeit in einer eigenen Werkstatt auszunutzen. In ihr stellt er zumeist Fernthermometer her.

Bei der Berliner Handelskammer ist er als Sachverständiger für die Elektrotechnik und das Sondergebiet der drahtlosen Telegraphie und Telephonie vereidigt. Er hat dadurch Gelegenheit, seine reichen Kenntnisse auf diesem Gebiet in verdienstvoller Weise zu verwerten.

Über seine Arbeiten hat Koepsel in den „Annalen der Physik", in den „Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft" und in „Dinglers Polytechnischem Journal" berichtet.

Dem von seinen Fachgenossen geehrten und geachteten Jubilar, der auf ein arbeitsreiches Leben in seltener geistiger und körperlicher Frische zurückblicken kann, möge ein angenehmer und sorgenfreier Lebensabend beschieden sein.

Zusammenfassende Berichte.

Das periodische System der chemischen Elemente im Lichte des Atombaus.

(Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium des Wernerwerks der Siemens & Halske A.-G.)

Von Richard Swinne.[1]

Inhalt: Die Anfänge. Die Begründung des Systems. Die Atomnummer und die Länge der Perioden. Atommodelle. Quantenzahlen von Ellipsenbahnen. Räumliche Quantelung. Die Periodizität der Elektroneneigenschaften. Die Elektronenhauptgruppen. Die Unterteilung der Hauptgruppen. Die Kennzeichnung der Teilgruppen. Die Ausbildung der Teilgruppen. Das geochemische Verhalten der Elemente. Die Auffüllung und die Begrenzung des Systems. Die Eigenschaften der Transurane. Zusammenfassung und Schrifttumnachweise.

1. Die Anfänge.

Der Begriff des chemischen Elements hat im Laufe der Entwicklung der Chemie zur exakten Wissenschaft manche Wandlung erfahren. Der klassische Begriff dürfte dahin zu fassen sein, daß im gegebenen Stoff ein Komplex von Eigenschaften nach beliebigen Reaktionen — bei Voraussetzung eines geschlossenen Raumes — stets wieder feststellbar ist. Schon früh entstand bei Ausgestaltung der Chemie zur quantitativen Wissenschaft der Gedanke, daß Beziehungen zwischen diesen Eigenschaftskomplexen vorliegen müssen. Wesentliche Befruchtung hat auch die physikalische Hypothese des atomistischen Aufbaues aller Stoffe ergeben. Aus dem Wechselspiel zwischen gedanklicher Erfassung und erfahrungsmäßiger Mannigfaltigkeit ist das heutige Bild der Atome der chemischen Elemente entstanden.

Ein technischer Chemiker, J. B. Richter, zog aus einer allgemein geläufigen Tatsache (der Erhaltung der Neutralität beim Vermischen neutraler Salzlösungen) gegen Ausgang des 18. Jahrhunderts den quantitativen Schluß, daß die chemischen Umsetzungen bei Salzen, sowie bei deren Bildung aus Säuren und Basen stets im Verhältnis konstanter Gewichte — ihrer Äquivalentgewichte oder Verbindungsgewichte — erfolgen. Richter hat auch bereits die Vermutung ausgesprochen, daß sich mathematische Beziehungen zwischen diesen Äquivalentgewichten bei ihrer Anordnung nach ihrer Größe ergeben. Richter ist aber noch viel weiter gegangen, indem er — bei Feststellung von Lücken in den von ihm aufgestellten gesetzmäßigen Reihen — diese auf noch nicht entdeckte Stoffe zurückzuführen bestrebt war, wenn auch ohne greifbaren Erfolg. Die Ausdehnung des Richterschen Gedankens der Verbindungsgewichte auf beliebige chemische Verbindungen erfolgte durch den Briten Dalton, wenngleich im Bilde der Atomhypothese.

Alle diese Richterschen Gedanken haben den weiteren Ausbau unserer Kenntnisse von den chemischen Elementen und den zwischen ihnen bestehenden Beziehungen in mehr oder minder exakter Fassung durch das 19. Jahrhundert bis auf unsere Tage begleitet. Dabei aber vielfach im Sinne des atomistischen Bildes — von Daltons ersten (ungenauen) relativen Atomgewichten und von der aus dieser vom englischen Arzte Prout gefolgerten Wasserstoff-Urstoffhypothese bis auf die heutige Atomkerntheorie eines Rutherford und ihre quantentheoretische Ausgestaltung besonders durch Bohr. Zwar ließ die Verbesserung der chemischen Atomgewichtsbestimmungen durch Berzelius und Stas die Proutsche Hypothese für viele Jahrzehnte verschwinden. Andererseits ergaben sich immer mehr Beziehungen zwischen den physikalischen Eigenschaften und dem chemischen Verhalten sowohl verschiedener Gruppen von Elementen, als auch aller insgesamt, so daß der Gedanke einer Übereinstimmung ihres Baues immer sicherer begründet erscheinen mußte.

2. Die Begründung des Systems.

Als Vorläufer sei hier der Brite Newlands erwähnt, der — ohne auf Verständnis zu stoßen — auf der britischen Naturforscherversammlung 1864 sein Gesetz der Oktaven aussprach und als erster die Ordnungszahl oder Atomnummer der Elemente verwendete. Er ordnete, von einzelnen kleinen Verschiebungen abgesehen, die Elemente einfach nach der Größe ihrer Äquivalente, worauf die einander ähnlichen Elemente gewöhnlich in der gleichen Reihe auftreten. Dabei unterschieden sich die Ordnungszahlen dieser analogen Elemente im allgemeinen um 7 oder Vielfache davon. Die Zeit war hierfür nicht reif: Newlands wurde auf der Tagung gefragt, ob er auch Gesetzmäßigkeiten fände, falls er die Elemente nach ihren Anfangsbuchstaben anordne!

Erfolgreicher waren Lothar Meyer einerseits und D. J. Mendelejeff andererseits, indem sie etwa 5 Jahre später, unabhängig voneinander, mehrere periodische Systeme der Elemente unter Verwendung der Atomgewichte (also nicht der Äquivalentgewichte) aufstellten. Diese beiden Größen wurden damals neben- und durcheinander ohne scharfe Unterscheidung verwendet. Das Molekulargewicht begann sich ja erst um jene Zeit durchzusetzen; störend war auch die mangelhafte Kenntnis der Valenzbetätigung so

[1] Bearbeitet nach in der D. Ges. f. techn. Phys. gehaltenen Vorträgen (in Mannheim in der Ortsgruppe Baden-Pfalz am 6. Juni 1923 und am 31. Juli 1925 und in Berlin am 6. November 1925).

mancher Elemente. Auch die Erkenntnis der Bedeutung des Dulong-Petitschen Gesetzes der Atomwärmen und der Mitscherlichschen Isomorphie für die Berechnung der Atomgewichte wurde erst damals wissenschaftliches Allgemeingut.

L. Meyer hatte bereits früh den regelmäßigen und beständigen Wechsel der Valenz der Elemente bei ihrer Anordnung nach dem Atomgewicht erkannt. Später hat er auch den Wechsel im physikalischen Verhalten berücksichtigt; so ist auch seine Atomvolumenkurve sehr nützlich gewesen. Durch Mendelejeff ist aber eine besonders umfassende und kühn ausgreifende Behandlung der Periodizität der Elemente gegeben worden. So verwendete er das periodische Gesetz zur Systematik der Elemente, zur Bestimmung der Atomgewichte wenig erforschter Elemente, wie von Jn und U, zur Korrektur der Atomgewichtsgröße bei einzelnen weniger gut stimmenden Fällen, so in der Platinfamilie, und zur Vervollständigung der Kenntnisse über chemische Verbindungsformen und Wertigkeit der Elemente.

Die erfolgreiche Voraussage der Eigenschaften noch nicht entdeckter, aber für leere Stellen des Systems angenommener Elemente hat Mendelejeff besonders berühmt gemacht und zur Anerkennung des Systems — eigentlich erst in den achtziger Jahren — ganz wesentlich beigetragen. Er benannte hierbei die unbekannten Elemente nach dem nächsten niederen Analogon der gleichen Vertikaluntergruppe, indem der Benennung des betreffenden Elements ein aus dem Sanskrit entlehntes Zahlwort vorgesetzt wird (eka für 1, dwi für 2, tri für 3, tschatur für 4 usw.). Das von Mendelejeff prophezeite Ekaaluminium (Ea) ist das von Lecoq de Boisbaudran 1875 entdeckte Ga, Ekabor (Eb) — das von L. F. Nilson (1879) entdeckte Sc und Ekasilizium (Es) das von Cl. Winkler (1886) entdeckte Ge. Für Ekamangan (Em) erwartete Mendelejeff ein Atomgewicht A = 100; wegen der von ihm bei den seltenen Erden vermuteten vollständigen Analogie zu den sonstigen langen Perioden wurde für Ekaniob (En) A = 146, für Ekacäsium (Ec) A = 175 und Dwicäsium (Dc) A = 220, für Trimangan (Tm) A = 190 und für Ekatantal (Et) A = 235 vorausgesagt. (Vgl. Tab. 1.)

Sowohl bei den Anordnungen von L. Meyer, als auch von Mendelejeff fällt eine doppelte Periodizität bei den nach K folgenden Elementen (bei den sogenannten langen Perioden), wie auch die Schwierigkeiten bei der Einordnung der damals noch wenig bekannten seltenen Erden auf. Die hiermit in Zusammenhang stehenden Mehrdeutigkeiten haben in den folgenden Jahrzehnten manche Abänderung der ursprünglichen, bei diesen zwei Forschern nur weitgehend, nicht vollständig übereinstimmenden Systeme entstehen lassen. Die einen Abänderungen laufen auf eine Erzielung einer weitgehenden Gleichmäßigkeit des periodischen Systems hinaus, selbst unter Vergewaltigung der erfahrungsmäßigen Tatsachen, die anderen, weniger zahlreichen Abänderungen streben eine besondere Berücksichtigung dieser Tatsachen an und ergeben dadurch eine Änderung der ursprünglichen Gestalt des Systems. Die neueste Entwicklung hat letzteren Bestrebungen zweifellos recht gegeben.

Hier ist besonders Julius Thomsen zu erwähnen, der 1895 eine von der damals sonst üblichen abweichende Anordnung der Elemente vornahm, welche als „trapezförmige" bezeichnet werden könnte (vgl. Abb. 3, S. 176, in der modernen

Tabelle 1.

Periodisches System nach Mendelejeff (1871).

Reihen	Gruppe I — R_2O	Gruppe II — RO	Gruppe III — R_2O_3	Gruppe IV RH_4 RO_2	Gruppe V RH_3 R_2O_5	Gruppe VI RH_2 RO_3	Gruppe VII RH R_2O_7	Gruppe VIII — RO_4
1	H = 1							
2	Li = 7	Be = 9,4	B = 11	C = 12	N = 14	O = 16	F = 19	
3	Na = 23	Mg = 24	Al = 27,3	Si = 28	P = 31	S = 32	Cl = 35,5	
4	K = 39	Ca = 40	— = 44	Ti = 48	V = 51	Cr = 52	Mn = 55	Fe = 56, Co = 59, Ni = 59, Cu = 63.
5	(Cu = 63)	Zn = 65	— = 68	— = 72	As = 75	Se = 78	Br = 80	
6	Rb = 85	Sr = 87	?Yt = 88	Zr = 90	Nb = 94	Mo = 96	— = 100	Ru = 104, Rh = 104, Pd = 106, Ag = 108.
7	(Ag = 108)	Cd = 112	In = 113	Sn = 118	Sb = 122	Te = 125	J — 127	
8	Cs = 133	Ba = 137	?Di = 138	?Ce = 140	—	—	—	— — — —
9	(—)	—	—	—	—	—	—	
10	—	—	?Er = 178	?La = 180	Ta = 182	W = 184	—	Os = 195, Ir = 197, Pt = 198, Au = 199.
11	(Au = 199)	Hg = 200	Tl = 204	Pb = 207	Bi = 208	—	—	
12	—	—	—	Th = 231	—	U = 240	—	— — — —

22*

Fassung von Bohr). Thomsen machte gleichzeitig auch auf das „Kuriosum" aufmerksam, daß die Anzahl der Elemente (ohne die damals noch unbekannten Edelgase) in den einzelnen Perioden 1, 7, 17 bzw. 31 beträgt, welche Zahlen als $1 + 2 \times 3 + 2 \times 5 + 2 \times 7$ ausgedrückt werden können. In einer zweiten Mitteilung hat Thomsen mit Anschluß an die eben erfolgte Entdeckung von Argon eine besondere Gruppe chemisch inaktiver Elemente von elektrisch indifferentem Charakter angenommen, welche Elemente den Übergang von einer Periode zur nächsten bilden sollten. Von ihm wurde als Abschluß der VII. Periode, von welcher damals nur zwei Elemente (Th und U) bekannt waren und für welche er auch 31 Glieder vermutet hatte (wie bei der vorangehenden Periode), ein inaktives Element angenommen, welches man heute als Ekaemanation mit der Atomnummer 118 bezeichnen würde (vgl. Abb. 3).

Die Entdeckung der Edelgase gegen Ende des 19. Jahrhunderts bereitete dem periodischen System kaum besondere Schwierigkeiten, indem sie sich sehr gut einfügten, und ein Zwischenglied zwischen den stark elektropositiven Alkalien und den stark elektronegativen Halogenen ergaben. Unverträglich mit der Anordnung der Elemente nach dem Atomgewicht schien nur dasjenige von Ar zu sein (A = 39,9). Die in anderen Fällen von Mendelejeff erfolgreich vorgenommene Abänderung der Reihenfolge, ließ ihn auch in diesem Falle sein Lebenlang an Beimengungen glauben. Immerhin waren bereits andere Abweichungen einige Zeitlang mehr oder minder sicher bekannt (Co-Ni, Te-J).

3. Die Atomnummer und die Länge der Perioden.

Dagegen schien die Entdeckung der Radioaktivität dem periodischen System nennenswerte Schwierigkeiten zu machen, als sich die Zahl der Radioelemente unheimlich vermehrte. Die genauere Erforschung der radioaktiven Umwandlungen brachte jedoch die Erkenntnis der Isotopie, d. h. der Existenz von Elementen mit verschiedenem Atomgewicht und verschiedener Beständigkeit, sonst aber mit übereinstimmenden Eigenschaften. Es brauchte darum die Anzahl der freien Plätze des periodischen Systems keineswegs vermehrt werden. Neu besetzt wurden Ekatellur durch Po, Ekaxenon durch Emanation, Ekabarium durch Ra, Ekalanthan durch Ac und Ekatantal durch Brevium bzw. Protaktinium. (Die Bezeichnung der analogen Elemente entspricht nicht der veralteten Tab. 1, sondern der Tab. 2.)

Gleichzeitig wurde der klassische Begriff des Elements insofern abgeändert, als der gesamte Komplex von Eigenschaften, welcher ein Element charakterisiert, sich unstetig in einen ein anderes Element charakterisierenden Komplex umsetzt. Das periodische System blieb erhalten, nur verlor das Atomgewicht seine diesbezügliche fundamentale Bedeutung, besonders, als durch Aston Isotope bei vielen nichtradioaktiven Elementen nachgewiesen wurden. Die radioaktiven Verschiebungssätze brachten außerdem eine Verknüpfung der einzelnen Stellen des periodischen Systems miteinander und regten zu einer Ausdehnung analoger Betrachtungen auf das ganze System an, besonders unter Verwendung der Astonschen Isotopen. Somit hatte das Atomgewicht, aus dessen allgemein vorausgesetzter Konstanz einst Dalton sein Gesetz der Verbindungsgewichte gefolgert hatte, seine vorherrschende Rolle ausgespielt, während es doch bei L. Meyer und besonders bei Mendelejeff das Leitmotiv des periodischen Systems gewesen war.

An diesen Platz des Atomgewichts trat nunmehr die Atomnummer, die Ordnungszahl der Elemente. Schon Newlands hatte sie verwendet, aber erst Rydberg zeigte 1897 die Vorteile, welche sie gegenüber dem Atomgewicht bietet, aber noch zu einer Zeit, welche vor der eben skizzierten Entwicklung liegt. Der Ausgangspunkt der Rydbergschen Untersuchungen war die Suche nach mathematischen Beziehungen zwischen den Elementen. Dieses führte ihn nicht nur zur Begründung des Theorie der Serienspektren, sondern auch zu grundlegenden Erkenntnissen bezgl. des periodischen Systems. So wurde die Folge der Atomgewichte einer verschiedenartigen Analyse unterworfen; uns interessiert hier allein die aus der Betrachtung der Unterschiede der Atomgewichte aufeinanderfolgenden Elemente gezogene Folgerung, daß die Atomgewichte in erster Annäherung als eine lineare Funktion ihrer Ordnungszahlen aufzufassen sind. „Bei Untersuchungen über das periodische System müssen die Ordnungszahlen der Grundstoffe anstatt der Atomgewichte als unabhängige Veränderliche benuzt werden."

Die eigentliche Bedeutung dieser positiven ganzen Zahlen, der Ordnungszahlen der Atome der Elemente, blieb dabei Rydberg noch vollkommen unbekannt. Ursprünglich ordnete auch er die Elemente nach der Größe ihrer Atomgewichte wie Mendelejeff an, kam aber durch eine nähere Untersuchung über den Bau des Systems zu einer anderen Einteilung in Perioden und dadurch auch zu einer teilweise abweichenden Festlegung der Atomnummern.

Nach Rydberg beträgt zweifellos die Länge der sog. kleineren Perioden von He bis Ne und von Ne bis Ar je 8 Elemente, daran schließen sich zwei sog. größere Perioden mit je 18 Elementen von Ar bis Kr und von Kr bis Xe, wo-

bei stets die 0-wertigen Edelgase die einzelnen Perioden trennen. Außerdem kommt noch die Periode mit 2 Elementen, als ständiger Wechsel von ungeraden und geraden Elementen, im System überall vor. Rydberg wies nun 1906 darauf hin, daß die drei Zahlen 2, 8 und 18 in der Form $2 = 2 \times 1^2$, $8 = 2 \times 2^2$, $18 = 2 \times 3^2$ geschrieben werden können. Die Fortsetzung wäre $2 \times 4^2 = 32$, $2 \times 5^2 = 50$ usw.

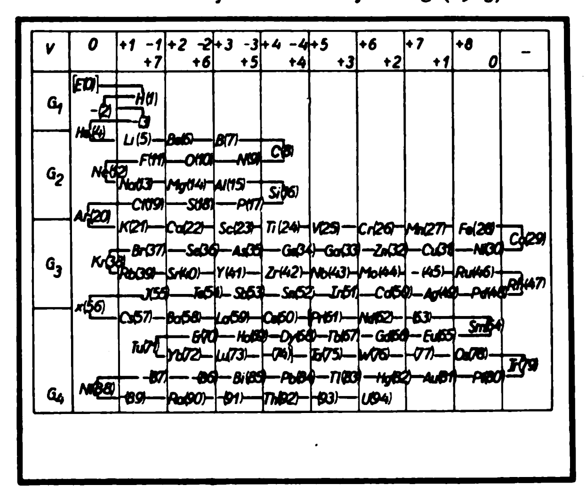
Dies führte ihn zur Folgerung, daß die mit Xe beginnende und mit Emanation abschließende Periode nur 32 Elemente umfasse, nicht aber zweimal 18, d. h. 36 Elemente. Mit vollem Recht hebt Rydberg 1913 hervor, daß „durch die fortschreitende Entdeckung neuer Grundstoffe, die den seltenen Erden zugehören, und durch die genauere Bestimmung der Atomgewichte dieser Stoffe", sowie durch die regelmäßige Dreiwertigkeit der seltenen Erden die Unmöglichkeit ihrer wirklichen Analogie zu den Elementen von V bis Sr oder von Nb bis Ba immer deutlicher geworden sei. Die genaue Analyse der Atomgewichtsunterschiede der bekannten seltenen Erden und der Vergleich mit denjenigen der benachbarten Perioden ergibt das Fehlen von nur 2 Elementen, von einem dreiwertigen zwischen Nd und Sm und von einem vierwertigen zwischen Lu und Ta, und damit als Gesamtzahl 32 Elemente zwischen Xe und Em.

Rydberg faßt nun die doppelten Perioden zu einer Gruppe zusammen und setzt sie nach oben und auch nach unten fort. Hieraus folgt folgende Einteilung des periodischen Systems:

wieder, nämlich auf einer ununterbrochenen Wellenlinie.

Tabelle 2.

Periodisches System nach Rydberg (1913).



4. Atommodelle.

Die physikalische Deutung der Atomnummer ergab sich aus den Vorstellungen über den Bau der Atome, welche bei Erforschung des Durchgangs von Korpuskular- und Röntgenscher Strahlen durch materielle Stoffe zutage förderte. Von Lenards Dynamiden und Nagaokas saturnartigem Atom führt die Linie der Entwicklung zur Atomkernhypothese Rutherfords (1911). Letztere erscheint heute als wohlbegründete Theorie, besonders dank der Anwendung der

Gruppe	G_1	G_2	G_3	G_4	....	G_p
Anzahl der Elemente der ganzen Gruppe	4×1^2 4	4×2^2 16	4×3^2 36	4×4^2 64	....	$4 p^2$ p
Anzahl der Elemente der halben Gruppe	2×1^2 2	2×2^2 8	2×3^2 18	2×4^2 32	....	$2 p^2$ p

Wir wollen diese Festsetzung, daß die Anzahl der Elemente einer Periode — einer halben Gruppe nach Rydberg — gleich $2p^2$ ist, als Rydbergsche Regel bezeichnen.

An die Spitze des periodischen Systems setzte Rydberg das Elektron mit der Atomnummer 0; außerdem nahm er noch zwei unbekannte Elemente zwischen H und He an, nämlich ein Edelgas mit der Atomnummer, dem Atomgewicht und dem Molekulargewicht gleich 2 und ein einwertiges Element mit der Atomnummer und dem Atomgewicht gleich 3 und dem Molekulargewicht gleich 6. Diese hypothetischen Elemente sollten mit den schon vor geraumer Zeit von Spektralanalytikern angenommenen Gasen Coronium (der Sonnenkorona) und Nebulium (der Nebelsterne) identifiziert werden. — Die Tabelle 2 gibt eine der drei von Rydberg mitgeteilten tabellarischen Darstellungen des periodischen Systems

Planckschen Quantentheorie durch Bohr (seit 1913) und seine Nachfolger auf die den positiven Atomkern umgebenden Elektronen. Das Verhalten des einfachsten Atoms, des Wasserstoffs, dürfte wohl theoretisch genügend vollständig erfaßt sein. Dagegen treten bei komplizierteren Systemen Schwierigkeiten auf, an deren theoretischer Überwindung noch heute gearbeitet wird. Die Verknüpfung der Atomnummer mit der Rutherfordschen Theorie wurde bald nach ihrer Begründung durch van den Broek gegeben, indem die Atomkernladung und damit auch die Anzahl der den Atomkern neutralisierenden Elektronen nicht gleich dem halben Atomgewicht, sondern gleich der Atomnummer gesetzt wurde.

So entstand die Frage, ob diese Elektronen in gewisse Gruppen mit ähnlichen Eigenschaften zerlegt werden können. Die Antwort fiel positiv aus, da ja bereits einige Zeit im Röntgengebiet

durch Barkla fluorezenzartige, für die einzelnen Elemente charakteristische Strahlungen bekannt geworden waren, welche durch die Buchstaben K und L (später noch durch M, N usw.) bezeichnet wurden. Zur Erregung dieser charakteristischen Röntgenstrahlungen eines Elements ist eine Mindestgeschwindigkeit von Elektronen bzw. eine Mindesthärte von Röntgenstrahlen erforderlich. Von besonders weittragender Bedeutung für die Entwicklung der Kenntnisse vom periodischen System erwies sich die Messung der Wellenlängen dieser charakteristischen Röntgenstrahlungen der meisten Elemente durch Moseley (1913/14) dank der inzwischen erfolgten Laueschen Entdeckung der Beugung der Röntgenstrahlen durch die natürlichen Kristallgitter.

Durch diese Messungen und ihre Deutung im Sinne Bohrs wurden in diesem kurzwelligen Spektralgebiet Serienspektren festgestellt, und die dem Atomkern benachbarten Elektronen erschienen den gleichen Gesetzen unterworfen, wie die peripheren, den Chemismus und die gewöhnlichen Serienspektren erzeugenden Elektronen. Es entstand eine Röntgenspektralanalyse der chemischen Elemente, welche eindeutig die Atomnummer bei unbekannten Elementen festzustellen gestattet. Trägt man nämlich den reziproken Wert der Quadratwurzel aus den Wellenlängen λ der charakteristischen Röntgenstrahlen für die verschiedenen Elemente als Funktion der Atomnummer Z in ein Schaubild ein, so liegen die einen analogen Ursprung aufweisenden Röntgenlinien auf einer nur wenig gekrümmten Geraden, sind also nahezu lineare Funktionen von $(Z - \Delta)$, wo Δ für die gegebene Röntgenlinie konstant ist. So ist die stärkste sog. α-Linie der Barklaschen K-Serie angenähert darstellbar durch

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{3}{4}(Z-1)^2 R\,, \qquad (1)$$

wo R die Rydbergsche Serienspektrenkonstante und Z die Atomnummer, aber nicht nach Rydberg (Tab. 2) sondern entsprechend Abb. 3 bedeutet.

Man sieht übrigens, daß nach den Moseleyschen Beziehungen die Röntgenspektralserienlinien den absoluten Wert der Atomnummer Z gar nicht direkt ergeben, sondern immer nur $(Z - \Delta)$. Doch genügen solche relativen Werte vollständig, um festzustellen, auf welchen schon besetzten oder noch unbesetzten Platz des Systems die gemessenen Linien gehören. Dafür, daß Δ z. B. in Gleichung (1) gleich 1 ist, oder daß, was mit dieser Festsetzung gleichbedeutend ist, zwischen H und He keine unbesetzten Plätze im System vorhanden sind, indem He einen Wert von $Z = 2$ besitzt, sprechen verschiedene andere Überlegungen und Messungen. Einerseits der absolute Wert der Atomkernladung auf Grund der Rutherfordschen Ansätze nach Messungen der einfachen Streuung von α-Teilchen durch verschiedene Elemente, sowie das Verhalten des α-Teilchen selbst als Kerne von He bei ihrem Durchgang durch Materie. Andererseits die absolute Elektronenzahl in Elementen mit niedriger Atomnummer, so das spektrale Verhalten von He selbst, des weiteren die Elektronenbesetzungszahl der K-Serien-Elektronenanordnung, welche ja mit der vom neutralen He identisch sein soll. Wollte man alle diese Gründe als nicht genügend ansehen, so dürfte doch der weiter unten aus den Quantenzahlen folgende Gesichtspunkt entscheidend sein, so daß wir, entgegen der Rydbergschen Vermutung, — He eine Atomnummer gleich 2 zuschreiben. Coronium und Nebulium dürften dann bereits bekannten Elementen, aber in einem noch unbekannten angeregten oder ionisierten Zustande angehören. So hat Pannekoek vor wenigen Jahren die Koronalinien dem doppelt ionisierten Ca zugeschrieben und hierfür sprechende Gründe vorgebracht.

Daß die Barklasche K-Strahlung auf die Entfernung eines Elektrons aus der innersten Elektronenanordnung zurückgeht, hatte Bohr wahrscheinlich gemacht. Moseley hat dann seinem Röntgenserienliniengesetz eine nicht erfolgreiche Deutung im Sinne der Bohrschen Quantentheorie zu geben versucht.

Für das Verständnis der Röntgenspektralserien hat sich aber als sehr förderlich eine auf W. Kossel (1914) zurückgehende Vorstellung erwiesen. Durch Entfernung eines Elektrons ins Unendliche aus einer der das gegebene Atom bildenden Elektronenanordnungen entsteht in dieser ein leerer Platz, welcher aus einer der mehr nach außen gelegenen Elektronenanordnungen des gleichen Atoms ersetzt wird. Die hierbei ausgestrahlte Frequenz entspricht der Bohrschen Frequenzbedingung, d. h. ist gleich der Energiedifferenz des springenden Elektrons in den beiden Elektronenanordnungen, geteilt durch das Plancksche Wirkungsquantum h. Hieraus ergeben sich — in vollständiger Analogie zum Ritzschen Kombinationsprinzip der gewöhnlichen Spektrenbeziehungen zwischen einzelnen Linien verschiedener Röntgenserien.

Ursprünglich versuchte man mit ebenen Elektronenbahnen auszukommen und sprach von Elektronenringen; später zog man räumliche Anordnungen der Elektronen heran und sprach von Elektronenschalen; die jüngere Entwicklung ließ aber nicht nur an konzentrische Anordnungen dieser Elektronen denken, sondern zog auch zum Teil andere Elektronenbahnen durchdringende „Tauchbahnen" heran.

5. Quantenzahlen von Ellipsenbahnen.

Das Ziel, welches die Quantentheorie in der Behandlung der Elektronenbahnen des Rutherfordschen Atommodells anstrebt, ist nicht mehr und nicht minder, als die Erklärung aller Eigenschaften der Atome, wie sie in den Serienspektren, dem magnetischen Verhalten, der chemischen Bindung usw. zutage treten. Um die Bedeutung der Quantentheorie für die Probleme des periodischen Systems zu übersehen, soll die quantenmäßige Charakterisierung der Elektronenbahnen in den Hauptzügen dargestellt werden.

Bohr verwendet (1913) zwei Quantenansätze, von denen der eine die Festlegung stationärer Elektronenzustände durch Quantenzahlen betrifft. Nach dem anderen Ansatz ist die beim Übergang von einem stationären Zustand (Bahn) zu einem anderen ausgestrahlte Energie $h\nu$ der homogenen Lichtfrequenz ν gleich dem Energieunterschied zwischen dem Anfangszustande (Index a) und dem Endzustande (Index e)

$$h\nu = W_a - W_e. \qquad (2)$$

Bei Voraussetzung einer Coulombschen Anziehung zwischen Atomkern und Elektron ergibt sich für den einfachen Fall einer rein periodischen elliptischen Bahn eines Elektrons um einen Atomkern von der wirksamen Ladung $Z_{\text{eff}}\varepsilon$ die Energie W des Elektrons (Ladung ε, Masse μ) und die große Achse der Bahn $2a$ zu

$$\left.\begin{aligned} W &= -\frac{2\pi^2\mu^2\varepsilon^4}{h^2}\frac{Z_{\text{eff}}^2}{n^2} = -Rh\frac{Z^2_{\text{eff}}}{n^2}; \\ 2a &= n^2\frac{h^2}{2\pi^2\varepsilon^2\mu}. \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

Hierbei bedeutet R die Rydbergsche Serienspektrenkonstante und n die sogenannte Hauptquantenzahl, welche nur ganzzahlig sein kann (1, 2, 3 ....). Auf die Abänderung der Formel für dem exakteren Fall einer Bewegung um den gemeinsamen Schwerpunkt von Atomkern und Elektron braucht hier nicht eingegangen zu werden. Für die ausgestrahlte Frequenz ν beim oben behandelten Falle folgt:

$$\nu = \frac{1}{h}(W_a - W_e) = R Z_{\text{eff}}^2\left(\frac{1}{n_e^2} - \frac{1}{n_a^2}\right). \qquad (4)$$

Sind im betrachteten Atom weitere Elektronen zugegen, so wird die Kernladung Z durch die Wirkung dieser Elektronen um einen Betrag Δ (Abschirmungskonstante) bis zur effektiven Kernladung Z_{eff} vermindert. Dies führte Moseley zu seiner Deutung der Röntgenspektrenformel (1). Auf die einfachsten Fälle der Spektren von $Z = 1$ (Wasserstoff) und $Z = 2$ (einfach ionisiertes Helium) hatte Bohr den ersten Erfolg seiner Theorie gründen können.

Die Erfahrung lehrte aber, daß die beobachtbaren Feinstrukturen der Serienspektren selbst in diesen einfachsten Fällen bei Charakterisierung der Elektronenbahnen durch eine einzige Quantenzahl n nicht gedeutet werden können. Die Theorie führte dies darauf zurück, daß so eine Quantenzahl nur so lange genügt, als die betrachtete Bahn rein periodisch ist. Geht diese Eigenschaft verloren, so müssen weitere Quantenbedingungen und damit weitere Quantenzahlen herangezogen werden.

Dies tat zuerst 1916 Sommerfeld, als er die Elektronenbahn mit der relativistischen Abhängigkeit der Elektronenmasse von der Geschwindigkeit, sowie den Einfluß einer außer der Coulombschen Kraft wirkenden weiteren Zentralkraft untersuchte. Hierbei ergibt sich eine Präzession um die Normale zur Elektronenbahn und damit neben der Grundfrequenz der Keplerschen Ellipse eine zweite Frequenz, nämlich dieser Präzession, und auch eine zweite Quantenbedingung. Sommerfeld hatte ursprünglich für diesen Fall eine radiale Quantenzahl n' und eine azimutale Quantenzahl k nebst entsprechenden Quantenbedingungen eingeführt; für erstere gilt:

$$n = k + n', \qquad (5)$$

wobei n' und k abermals ganze Zahlen sind.

Diese azimutale Quantenzahl k, durch welche die Exzentrizität und die kleine Ellipsenachse bestimmt werden, hat Bohr als Nebenquantenzahl bezeichnet, da sie im Ausdruck für die Energie so einer Bahn neben n nur eine untergeordnete Rolle spielt und die feineren Züge der Elektronenbahn angibt. Diese Theorie der gequantelten Ellipsenbahnen hat Sommerfeld zu einer Deutung der Feinstruktur der Spektrallinien, besonders zu den „relativistischen Dubletts“ geführt. Es treten nämlich bei der Entwicklung des genauen Ausdrucks für die Energie W einer Ellipsenbahn mit relativistischer Massenabhängigkeit zu dem nur von n abhängigen Gliede (Gl. 3) noch von n und von k abhängige Glieder (Gl. 6) hinzu. Hierdurch entstehen bei gegebenem n anstatt eines einzigen Energieniveaus mehrere benachbarte, welche das Auftreten gesetzmäßig verknüpfter, benachbarter Spektralserienlinien bedingen. Anstatt (3) ergibt für den betrachteten Fall die erste Annäherung den Ausdruck:

$$W = -Rh\frac{Z^2_{\text{eff}}}{n^2}\left[1 + \frac{\alpha Z^2_{\text{eff}}}{n^2}\left(\frac{n}{k} - \frac{3}{4}\right)\right], \qquad (6)$$

$$\alpha = \frac{2\pi e^2}{hc}, \qquad (7)$$

wobei α die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante ist, falls c die Lichtgeschwindigkeit bedeutet. Somit beträgt die Frequenzdifferenz $\Delta\nu$ solcher relativistischer Dubletts in erster Annäherung:



$$\Delta \nu = R \frac{\alpha Z^4_{\text{eff}}}{n^4} \left(\frac{n}{k} - \frac{3}{4} \right). \qquad (8)$$

Für Wasserstoff (H = 1) hat Paschen in Wellenzahlen $\Delta \nu = 0{,}3645 \pm 0{,}0045 \text{ cm}^{-1}$ auf Grund seiner Untersuchung des Spektrums von He^+ gefunden. In den Röntgenserien findet man nach Sommerfeld entsprechend dem viel größeren Wert des effektiven Z ganz bedeutend größere Duplettabstände, da diese proportional Z_{eff}^4 ansteigen. Diese bieten somit einen neuen Weg zur Bestimmung von $Z = Z_{\text{eff}} + \Delta$, da sich die Abschirmkonstante Δ nur wenig mit der Ordnungszahl Z ändert.

Der Vergleich der berechneten mit den gemessenen Linien führte zu Auswahlregeln der zulässigen Quantenzahlenübergänge, welche durch Bohr im Korrespondenzprinzip (1918) ihren verschärften und allgemeinen Ausdruck erhielten. Mit Hilfe dieses Prinzips „gelang es namentlich, vollkommen Rechenschaft zu geben von den eigentümlichen Regeln, die das scheinbar launenhafte Auftreten der Kombinationslinien beherrschten, und man darf sagen, daß die Quantentheorie nicht nur eine einfache Erklärung des Kombinationsprinzips gebracht hat, sondern daß sie zugleich wesentlich dazu beigetragen hat, die Mystik zu entfernen, die lange über den Anwendungen dieses Prinzips lag". So muß die Änderung der Nebenquantenzahl der Bedingung

$$\Delta k = \pm 1 \qquad (9)$$

entsprechen; kommen nicht zentralwirkende Kraftfelder hinzu, so sind auch andere Änderungen von k zulässig.

6. Räumliche Quantelung.

Die nähere Untersuchung der Röntgenspektren, der optischen Multipletts und der Aufspaltung der Serienlinien in einem Magnetfelde zeigte aber, daß die Nebenquantenzahl k allein neben der Hauptquantenzahl n für Darstellung der befundenen Mannigfaltigkeiten keineswegs ausreicht. Es zeigte sich auch, daß die optischen Dubletts der Alkalien analog den relativistischen Dubletts der Röntgenspektren dargestellt werden können.

Eine dritte Quantenbedingung heranzuziehen ist erforderlich, falls der Einfluß eines schwachen Magnetfeldes auf stationäre Elektronenbahnen untersucht wäre. In so einem Falle verläuft die Bahn nicht mehr in einer Ebene, sondern führt eine gleichförmige Präzession um die magnetischen Kraftlinien aus. Die zu ihrer Kennzeichnung erforderliche dritte Quantenbedingung enthält eine dritte Quantenzahl, welche von Sommerfeld als innere Quantenzahl mit dem Symbol j bezeichnet wird und neben k und n von geringerer Bedeutung ist. Sie bestimmt die räumliche Orientierung der Bahn des Leuchtelektrons gegen den Atomrumpf. Nach dem Korrespondenzprinzip in Übereinstimmung mit der Erfahrung kommt zu (9) noch die die Quantenübergänge einschränkende Bestimmung hinzu

$$\Delta j = \pm 1 \text{ und } \Delta j = 0. \qquad (10)$$

Bei der quantentheoretischen Behandlung der stationären Elektronenbahnen in einem starken Magnetfelde ist nach Landé (1923) noch eine weitere vierte Quantenbedingung zu berücksichtigen, die in diesem Falle selbst die Symbole n, k und j nicht mehr ausreichen. Hierzu muß eine vierte Quantenzahl, die magnetische m, eingeführt werden, welche direkt die Energie des Atoms im Magnetfelde angibt, indem für die Größe des magnetischen Moments des Leuchtelektrons diese neue Quantenzahl bestimmend ist und nicht die für die Größe des Impulsmomentes maßgebende Quantenzahl. Für die zulässigen Übergänge dieser magnetischen Quantenzahl gilt:

$$\Delta m = \pm 1 \text{ und } \Delta m = 0. \qquad (11)$$

Von Landé, durch den die Quantentheorie des Zeemannschen Effektes und der Multipletts wesentliche Förderung erfahren hat, werden etwas abweichende Quantensymbole verwendet, und zwar anstatt k K und anstatt j J. Die K-Werte unterscheiden sich von den ihnen entsprechenden der Sommerfeld-Bohrschen Bezeichnungsweise (K) um die Größe $+\frac{1}{2}$ (vgl. Tab. 9). Folgende Beziehungen verknüpfen erfahrungsgemäß die Qnantensymbole n, K, J und m nach Landé untereinander.

$$\left.\begin{aligned} n &= 1, 2, 3 \dots \infty \\ K &\leqq n - \frac{1}{2} \\ J &= K \pm \frac{1}{2} \\ |m| &\leqq J - \frac{1}{2}. \end{aligned}\right\} \qquad (12)$$

Modellmäßig bestimmt nach Landé K das Impulsmoment des Leuchtelektrons, so daß der Drehimpuls (das Kreiselmoment) des Elektrons gleich $K \frac{h}{2\pi}$ ist. Es steht aber die Bahnebene des Elektrons im Raume nicht fest, sondern führt eine Präzessionsbewegung ähnlich wie die Ebene eines Kreisels aus. Nach außen wirkt dies Kreiselmoment $K \frac{h}{2\pi}$ der präzessierenden Ellipsenbahn ebenso wie das Kreiselmoment einer nicht präzessierenden Bahn vom Drehmoment $J \frac{h}{2\pi}$. Die Kreiselachse, um welche dieses Drehmoment nach

außen wirkt („J-Achse"), kann nun verschiedene Lagen im Raume besitzen. Bei Bevorzugung einer bestimmten Richtung im Raume (z. B. beim Einschalten eines starken Magnetfeldes) ist die Kraftlinienrichtung im Raume ausgezeichnet, so daß sich die J-Achse noch in verschiedenem Winkel gegen die Kraftlinien einstellt. Während $J\frac{h}{2\pi}$ den um die J-Achse wirksamen Drehimpuls bedeutet, herrscht um die Kraftlinienrichtung als Achse (schief gegen die J-Achse) nur ein Drehimpuls $m\frac{h}{2\pi}$.

Aus (12) ergeben sich bestimmte Zuordnungen von Werten von K, J und m zu einem gegebenen Wert von n. Über die Fälle von $n = 1, 2, 3$ und 4 unterrichtet die Tab. 3. Aus ihr ersieht man auch, daß die Anzahl der Möglichkeiten der räumlichen Einstellung des wirksamen Impulsmomentes einer Elektronenbahn für $K = \frac{1}{2}$ nur 2, für $K = \frac{3}{2}$ aber 6, für $K = \frac{5}{2}$ schon 10, für $K = \frac{7}{2}$ bereits 14 ausmacht; für $n = 1$ beträgt die Zahl der Einstellungsmöglichkeiten nur 2, für

$n = 2$ aber $2 + 6 = 8$,
für $n = 3$ $2 + 6 + 10 = 18$,
für $n = 4$ $2 + 6 + 10 + 14 = 32$.

Zu letzterem Ergebnis sei bemerkt, daß bereits von Sommerfeld (1916) bei der räumlichen Quantelung von Ellipsenbahnen bei seiner Behandlung des Zeemannschen Effekts von Wasserstoff die Einstellungsmöglichkeiten behandelt wurden. Sommerfelds Theorie läßt für eine jede Zunahme des k-Wertes eine entsprechende Zunahme der Anzahl der Einstellungsmöglichkeiten voraussehen. Doch ist die Bedeutung dieser Zahlen für den Atombau und das periodische System der Elemente erst jüngst im Anschluß an E. C. Stoner durch W. Pauli jr. erkannt worden, dem auch der gesamte in diesem Abschnitt behandelte Fragenkomplex bedeutende Fortschritte verdankt.

Hervorzuheben ist, daß die experimentelle Bestätigung der räumlichen Quantelung durch die magnetische Richtelung von Atomstrahlen in den Versuchen von Stern und Gerlach gelungen ist. Hierbei gelang auch die direkte experimentelle Bestimmung des magnetischen Momentes der untersuchten Atomstrahlen.

7. Die Periodizität der Elektroneneigenschaften.

Valenzchemische Erfahrungen waren es, welche die Grundlagen für die Auffassung lieferten, daß die die verschiedenen Atome bildenden Elektronen zu einzelnen Anordnungen zusammenzufassen sind. Bereits die ersten Anordnungen des periodischen Systems (vgl. die Tab. 1 nach Mendelejeff) unterschieden die regelmäßige Änderung der maximalen O- bzw. H-Bindung beim Übergang von Vertikale zu Vertikale. Die exaktere Fassung verdankt man Abegg zu Beginn dieses Jahrhunderts. Nach ihm besitzt jedes Element sowohl eine positive wie eine negative Maximalvalenz, die sich

Tabelle 3.
Quantenzahlenzuordnung nach Landé.

n	1	2				3									
K	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$			$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$			$\frac{5}{2}$					
J	1	1	1	2		1	1	2		2		3			
m	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{3}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{3}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{3}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{3}{2}$	$\pm\frac{5}{2}$	

n	4															
K	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$			$\frac{5}{2}$					$\frac{7}{2}$						
J	1	1	2		2		3			3			4			
m	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{3}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{3}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{3}{2}$	$\pm\frac{5}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{3}{2}$	$\pm\frac{5}{2}$	$\pm\frac{1}{2}$	$\pm\frac{3}{2}$	$\pm\frac{5}{2}$	$\pm\frac{7}{2}$

stets zur Zahl 8 summieren, wobei die erstere der Vertikalennummer entspricht. Als Normalvalenzen werden von Abegg diejenigen Valenzen jedes Elements bezeichnet, die an Zahl die geringeren (< 4), deswegen die stärkeren sind; als Kontravalenzen — die an Zahl größeren, aber schwächeren von entgegengesetzter Polarität. Danach ergibt sich folgende Verteilung der Valenzen im periodischen System nach Abegg (vgl. auch den Kopf von Tab. 2).

Vertikale.

	1	2	3	4	5	6	7
Normalvalenzen	+ 1	+ 2	+ 3	± 4	− 3	− 2	− 1
Kontravalenzen	(− 7)	(− 6)	(− 5)		+ 5	+ 6	+ 7

Nachdem Abegg selbst diese Erfahrung im Sinne der Elektronentheorie zu deuten versucht hatte, hat dieses Drude sehr präzis dahin ausgesprochen, daß die Abeggsche positive Valenzzahl eines Elements (sowohl als Normal- wie als Kontravalenz) die Zahl der am Atom loser haftenden negativen Elektronen bezeichne; die Abeggsche negative Valenzzahl dagegen die Fähigkeit eines Atoms bedeute, die gleiche Zahl negativer Elektronen von anderen Atomen loszureißen oder wenigstens fester an sich zu ketten. Diese Auffassung der Valenzzahlen wird dadurch gestützt, daß nach Drude die aus der Dispersion sich ergebende Zahl lose sitzender Elektronen gleich oder kleiner als die positive Valenzzahl nach Abegg ist.

Diese elektronentheoretische Auffassung der chemischen Valenz diente Kossel 1916 zur Folgerung, daß die Anordnungen der Elektronen im Atom der Edelgase besonders stabile sind, deren Bildung auch bei Verbindungen der benachbarten Elemente durch Abgabe von Elektronen bei positiver Valenz des betreffenden Elements oder durch Aufnahme von Elektronen bei negativer Valenz angestrebt wird. Wie die folgende Abb. 1 zeigt, erstreckt sich diese maßgebende Stellung der Edelgase ihrer Umgebung gegenüber auf das ganze periodische System. Nach Kossel darf die in den Edelgasen realisierte Anordnung der äußeren Elektronen in eine gewisse Analogie mit einer Gleichgewichtslage gesetzt werden. Schreitet man mit steigender Ordnungszahl von einem Edelgas zum nächsten weiter, so erscheinen die hinzutretenden Elektronen als leicht abtrennbare Valenzelektronen, deren Zahl gleich der positiven Valenzzahl nach Abegg und Drude ist.

Wie steht es nun mit den als abgeschlossen bezeichenbaren Elektronenanordnungen der Edelgase? Wegen der von Moseley festgestellten gleichmäßigen Änderung der Frequenzen der K- und L-Serien innerhalb des periodischen Systems war Kossel bereit bei den inneren Elektronenanordnungen, auf welche diese Röntgenserienlinien zurückgeführt wurden, keine periodischen Änderungen mehr anzunehmen. Demnach bleiben die Elektronenanordnungen der Edelgase bei den ihnen folgenden Elementen als innere Anordnungen erhalten, während sich die hinzutretenden Valenzelektronen außen anlagern. Die bei der Ausbildung der langen Perioden auftretenden Schwierigkeiten veranlaßten Kossel nur für die ersteren 25 Elemente (bis Mn) eine Unterteilung der Elektronen in Gruppen vorzunehmen. Im Gegensatz zu dem etwas älteren Versuch von Bohr hat Kossel hierbei das richtige getroffen, wie die folgende Tab. 4 zeigt, wo die fettgedruckten Elektronenzahlen sich auf die Valenzelektronen beziehen, und die Edelgase sowohl als Abschluß, als auch als Anfang der Perioden erscheinen.

Die Schwierigkeiten bei den langen Perioden bestehen daraus, daß das 8. Element (Z = 26)

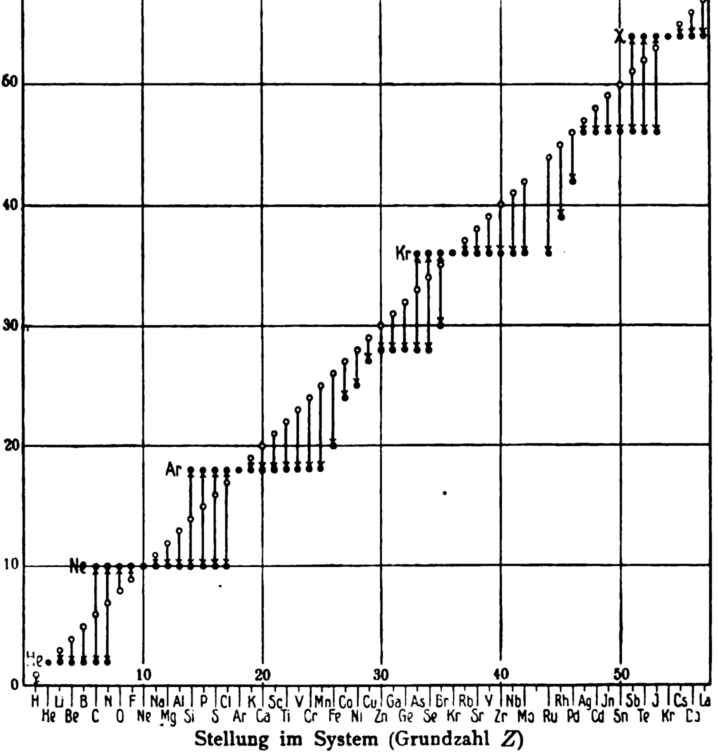


Abb. 1. Elektrovalenzschema nach Kossel (1916).



Tabelle 4.
Elektronengruppen nach Kossel (1916).

				H (1)				
He (2, 0)	Li (2, 1)	Be (2, 2)	B (2, 3)	C (2, 4)	N (2, 5)	O (2, 6)	F (2, 7)	Ne (2, 8)
Ne (2, 8, 0)	Na (2, 8, 1)	Mg (2, 8, 2)	Al (2, 8, 3)	Si (2, 8, 4)	P (2, 8, 5)	S (2, 8, 6)	Ce (2, 8, 7)	A (2, 8, 8)
A (2, 8, 8, 0)	K (2, 8, 8, 1)	Ca (2, 8, 8, 2)	Sc (2, 8, 8, 3)	Ti (2, 8, 8, 4)	V (2, 8, 8, 5)	Cr (2, 8, 8, 6)	Mn (2, 8, 8, 7)	

nach Argon bekanntlich kein Edelgas ist, wenngleich das System mit 28 Elektronen entsprechend dem Kosselschen Schema des Elektronengehalts ein stabiles sein müßte; erst das 18. Element nach Argon ist wieder ein Edelgas (Krypton, $Z = 36$). Das gleiche gilt für die folgende Periode von Kr bis Xe ($Z = 54$) und dann in besonderem Maße in der Periode von Xe bis Em ($Z = 86$), wo sich ja die seltenen Erden finden. Alle diese langen Perioden sind dadurch ausgezeichnet, daß sie

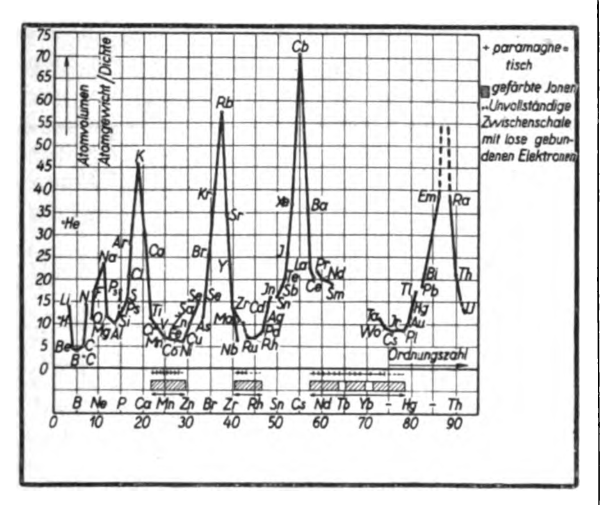


Abb. 2. Atomvolumenkurve nach Ladenburg (1920).

Reihen von Elementen mit konstanter Minimalvalenz enthalten: von Ti bis Ni, von Zr bis Pd, von Ta bis Pt lauter Elemente, welche mindestens zweiwertig sind, des weiteren die seltenen Erden, welche fast alle (bis auf Sm und Eu) mindestens dreiwertig sind. Die gleichen Elemente bilden paramagnetische und gefärbte Ionen; auch befinden sie sich in den Minimis der Atomvolumenkurve des periodischen Systems. Dies Verhalten veranlaßte vor 5 Jahren Ladenburg bei ihnen eine konstante Zahl äußerster, leicht abtrennbarer Elektronen (entsprechend der konstanten Minimalvalenz) anzunehmen. Die sonstigen Valenzelektronen sollten eine Zwischenschale zwischen den äußersten Valenzelektronen und den inneren Elektronenanordnungen bilden und für den Paramagnetismus und die Färbung verantwortlich sein. (Vgl. die beigefügte Abb. 2.)

8. Die Elektronenhauptgruppen.

Bereits J. J. Thomson hatte in den Edelgasen besonders stabile Elektronenanordnungen angenommen; Kossel hatte nicht nur die Erfahrungen der heteropolaren Verbindungen und der Elektrovalenz, sondern auch die der Röntgenspektren verwendet, um die Permanenz einmal ausgebildeter Elektronengruppen (Schalen) innerhalb des periodischen Systems anzunehmen. So ergaben sich nach Kossel für die Edelgase folgende Anordnungen: für He = 2, für Ne = 2 + 8, für A = 2 + 8 + 8 Elektronen.

Verfasser befaßte sich um die gleiche Zeit (1916) mit dieser Frage und nahm an, daß allgemein bei den Edelgasen beim Fortschreiten von einem zum nächsten mit höherer Atomnummer der Zahl der erhaltenbleibenden Elektronenanordnungen stets um Eins zunimmt. Gleichzeitig nahm der Verfasser an, daß die für so eine ausgebildete Elektronenanordnung charakteristische Hauptquantenzahl (damals Quantensumme genannt) je um Eins mit jeder neu hinzutretenden Elektronenanordnung zunimmt (in Übereinstimmung mit den Erfahrungen der Röntgenspektren). Für die nach A folgenden Edelgase nahm Verfasser folgende Elektronenanordnungen an:

$$\text{Kr} = 2 + 8 + 8 + 18,$$
$$\text{X} = 2 + 8 + 8 + 18 + 18$$
und $$\text{Em} = 2 + 8 + 8 + 18 + 18 + 32$$

(entsprechend dem Zuwachs an Elektronen, welche stets in der äußersten Anordnung stattfinden sollte).

Ladenburg führte (1919) bei den Nebenfamilienelementen den Begriff der bei ihnen in Ausbildung begriffenen Zwischengruppe ein, nachdem bereits (1917) Vegard eine ähnliche Vermutung bezgl. der seltenen Erden geäußert hatte. So konnte bei den Edelgasen Kr, X und Em eine gleich stark mit 8 Elektronen besetzte äußerste Anordnung, wie bei Ne und A, angenommen werden. So sollten die drei erst erwähnten Edelgase folgende Anordnungen aufweisen:

Kr = 2 + 8 + 8 + 10 + 8,
X = 2 + 8 + 8 + 10 + 8 + 10 + 8,
Em = 2 + 8 + 8 + 10 + 8 + 10 + 8 + + 14 + 10 + 8

Elektronen.

Diese Unübersichtlichkeit der Elektronenbesetzungen wurde aufgehoben, als Bohr 1921 der nächste Fortschritt gelang. Er ging an die quantentheoretische Beantwortung der Frage, wie ein Atom durch sukzessive Einfangung und Bindung der einzelnen Elektronen in dem vom Atomkern von der Ladung $Z\varepsilon$ gebildeten Kraftfelde gebildet werden kann. Bohr nahm hierbei, wie schon der Verfasser, an, daß diese Z-Elektronen in eine Anzahl Hauptgruppen zerfallen, welche durch ein und denselben n-Wert bestimmt werden. Die volle Besetzung einer durch die Hauptquantenzahl n charakterisierten Elektronenhauptgruppe wird erreicht, sobald die Besetzungszahl z dieser Gruppe dem Wert $2n^2$ gleichkommt; also bei $n = 1$ ist $z_{max} = 2$, bei $n = 2$ $z_{max} = 8$, bei $n = 3$ $z_{max} = 18$, bei $n = 4$ $z_{max} = 32$. Dabei kam Bohr zu folgender Festsetzung der Elektronen- und Hauptquantenzahlen für die Edelgase (vgl. Tab. 5).

Tabelle 5.
Elektronenhauptgruppen der Edelgase nach Bohr.

Z	n	1	2	3	4	5	6
2	He	2					
10	Ne	2	8				
18	A	2	8	8			
36	Kr	2	8	18	8		
54	X	2	8	18	18	8	
86	Em	2	8	18	32	18	8

Eine Erklärung oder Deutung dieser maximalen Besetzungszahlen in ihrer Beziehung zum jeweiligen n-Wert wird von Bohr nicht gegeben. Dies ist erst jüngst (1925), im Anschluß an Stoner, W. Pauli jr. gelungen, wobei die Quantenzahlenzuordnung von Landé (Tab. 3) verwendet wird. Wir haben bereits eben gesehen, daß die Anzahl der Möglichkeiten der räumlichen Einstellung des wirksamen Impulsmomentes einer Elektronenbahn in einem starken Magnetfelde bei $n = 1$ nur 2, bei $n = 2$ aber 8, bei $n = 3$ schon 18, bei $n = 4$ bereits 32 beträgt. Pauli behauptet nun, daß es niemals im Atom zwei oder mehr Elektronen geben könne, für welche in starken magnetischen Feldern die 4 Quantenzahlen n, k, j, m übereinstimmen. Ist ein Elektron im Atom vorhanden, für welches diese Quantenzahlen (im äußeren Felde) bestimmte Werte aufweisen, so ist dieser Zustand besetzt. Damit ist die Benutzungszahl erklärt, denn es kann bei gegebenem n-Wert nicht mehr gleichwertige Elektronen geben, als die Anzahl der zugehörigen m-Werte (Tab. 3) beträgt; somit gehört in den vollbesetzten Elektronengruppen zu jedem dieser (n, K, J, m)-Werte gerade ein einziges Elektron.

Bohr gelang auch im Anschluß an diese Festsetzung der maximalen Besetzungszahl eine exaktere Fassung der Ladenburgschen Zwischengruppe der Nebenfamilienelemente, indem bei ihnen eine Auffüllung noch nicht vollbesetzter Elektronenhauptgruppen angenommen wurde. So bei den Elementen Sc—Ni die Auffüllung der Hauptgruppe mit $n = 3$ von 8 bis zu 18 Elektronen; bei Y—Pd der Hauptgruppe mit $n = 4$ von 8 bis zu 18 Elektronen; bei den seltenen Erden Ce—Yb der Hauptgruppe mit $n = 4$ von 18 bis zu 32 Elektronen und bei Cp—Pt der Hauptgruppe mit $n = 5$ von 8 bis zu 18 Elektronen.

Sehr übersichtlich ist das von Bohr im Anschluß an ein 1895 von Julius Thomsen vorgeschlagenes Schema der Anordnung der Elemente aufgestellte periodische System (Abb. 3). Hier sind durch Striche die homologen Elemente verbunden; durch Einrahmung sind solche Elemente begrenzt, bei welchen Zwischenschalen in Ausbildung begriffen sind; vgl. hierzu auch die Atomlumenkurve (Abb. 2) nach Ladenburg.

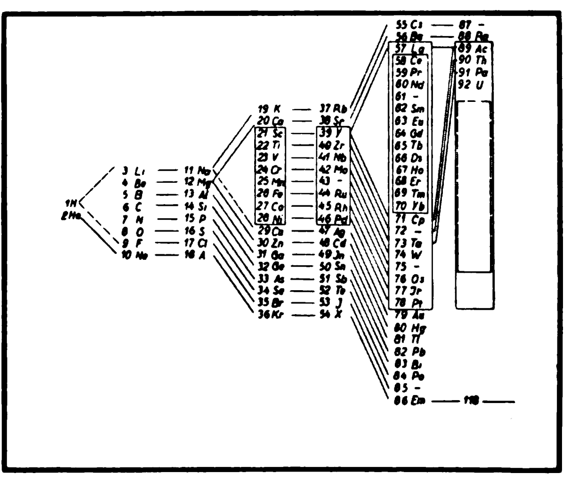


Abb. 3. Das natürliche System der Elemente nach J. Thomsen und Bohr.

9. Die Unterteilung der Hauptgruppen.

Bohr nahm bei seiner quantentheoretischen Behandlung des Elektronenaufbaues der Elemente eine Unterteilung der Elektronenhauptgruppen gleicher Hauptquantenzahl in Untergruppen mit verschiedenen Werten der Nebenquantenzahl k an. Dabei sollte die Anzahl dieser Elektronengruppen von verschiedenem k-Wert gleich dem jeweiligen n-Werte sein; d. h. 1 Gruppe bei $n = 1$, 2 Untergruppen bei $n = 2$, 3 Untergruppen bei $n = 3$, 4 Untergruppen bei $n = 4$. Diese Zahl der Untergruppen entspricht auch der Zahl

der Nebenquantenzahlen bei gegebenem *n*-Wert nach der Zuordnung von Landé (Tab. 3).

Des weiteren nahm aber Bohr an, daß die maximale Besetzungszahl der Elektronen der einzelnen Untergruppen von gleichem *n*-Wert einander gleich sei. So wurde für die Charakterisierung der Elektronen der Untergruppen der Edelgase folgende symmetrische Unterteilung erhalten (Tab. 6).

vorgehoben. Diese symmetrische Unterteilung der Hauptgruppen in gleich stark besetzte Untergruppen im Falle so eines Abschlusses bedingt aber eine Schwierigkeit. Es muß nämlich bei Bohr beim Übergang von einem vorübergehenden Abschluß einer Untergruppe zu einem endgültigen eine vollständige Umgruppierung stattfinden. So in der ersten Hälfte der ersten langen Periode (Eisennebenfamilie) beim Übergang der

Tabelle 6.

Elektronenuntergruppen der Edelgase nach Bohr (1921).

Z	*n*	1	2		3			4				5					6						7		
	k	1	1	2	1	2	3	1	2	3	4	1	2	3	4	5	1	2	3	4	5	6	1	2	3
2	He	2																							
10	Ne	2	[4	4]																					
18	A	2	4	4	[4	4]	—																		
36	Kr	2	4	4	6	6	6	[4	4]	—	—														
54	X	2	4	4	6	6	6	6	6	6	—	[4	4]	—	—	—									
86	Em	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6	—	—	[4	4]	—	—	—	—			
118	?	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	[8	8	8	8]	—	[6	6	6]	—	—	—	[4	4]	—

Später hat Bohr selbst die Unsicherheit hervorgehoben, welche die Verteilung der Elektronen auf die Untergruppen auf eine endgültig oder vorübergehend abgeschlossene Hauptgruppe darbietet. In den Tab. 6 und 7 ist darum so ein Abschluß der Hauptgruppen durch eckige Einklammerung der betreffenden Elektronenzahlen her-

dritten Hauptgruppe von der (4,4) — Elektronenanordnung (bei A) zu der (6, 6, 6) — Elektronenanordnung (bei Cu); analog bei Kr—Ag und bei X—Au; dgl. beim Übergang der vierten Hauptgruppe von der (6, 6, 6) — Elektronenanordnung (bei X) zu der (8, 8, 8, 8) — Elektronenanordnung (bei Cp). (Vgl. folgende Tab. 7).

Tabelle 7.

Quantenzahlenzuordnung der Elemente nach Bohr.

Z	$\frac{n}{k}$	1_1	2_1	2_2	3_1	3_2	3_3	4_1	4_2	4_3	4_4	5_1	5_2	5_3	5_4	5_5	6_1	6_2	6_3	6_4	6_5	6_6	7_1	7_2
1	H	1																						
2	He	2																						
3	Li	2	1																					
4	Be	2	2																					
5	B	2	2	1																				
—	—	—	—	—																				
10	Ne	2	[4	4]																				
11	Na	2	4	4	1																			
12	Mg	2	4	4	2																			
13	Al	2	4	4	2	1																		
—	—	—	—	—	—	—																		
18	A	2	4	4	[4	4]																		
19	K	2	4	4	4	4		1																
20	Ca	2	4	4	4	4		2																
21	Sc	2	4	4	4	4	1	(2)																
22	Ti	2	4	4	4	4	2	(2)																
—	—	—	—	—	—	—	—	—																
29	Cu	2	4	4	[6	6	6]	1																
30	Zn	2	4	4	6	6	6	2																
31	Ga	2	4	4	6	6	6	2	1															
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—															
36	K	2	4	4	6	6	6	[4	4]															

Z	$\frac{n}{k}$	1_1	2_1	2_2	3_1	3_2	3_3	4_1	4_2	4_3	4_4	5_1	5_2	5_3	5_4	5_5	6_1	6_2	6_3	6_4	6_5	6_6	7_1	7_2
37	Rb	2	4	4	6	6	6	4	4			1												
38	Sr	2	4	4	6	6	6	4	4			2												
39	Y	2	4	4	6	6	6	4	4	1		(2)												
40	Zr	2	4	4	6	6	6	4	4	2		(2)												
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—		—												
47	Ag	2	4	4	6	6	6	[6	6	6]		1												
48	Cd	2	4	4	6	6	6	6	6	6		2												
49	In	2	4	4	6	6	6	6	6	6		2												
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—		—	—											
54	X	2	4	4	6	6	6	6	6	6		[4	4]											
55	Ca	2	4	4	6	6	6	6	6	6		4	4				1							
56	Ba	2	4	4	6	6	6	6	6	6		4	4				2							
57	La	2	4	4	6	6	6	6	6	6		4	4	1			(2)							
58	Ce	2	4	4	6	6	6	6	6	6	1	4	4	1			(2)							
59	Pr	2	4	4	6	6	6	6	6	6	2	4	4	1			(2)							
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—			—							
71	Cp	2	4	4	6	6	6	[8	8	8	8]	4	4	1			(2)							
72	Hf	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	4	4	2			(2)							
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—			—							
79	Au	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	[6	6	6]			1							
80	Hg	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6			2							
81	Tl	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6			2	1						
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—			—	—						
86	Em	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6			[4	4]						
87	—	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6			4	4					1	
88	Ra	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6			4	4					2	
89	Ac	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6			4	4	1				(2)	
90	Th	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	6	6	6			4	4	2				(2)	
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—			—	—	—				—	
118?	—	2	4	4	6	6	6	8	8	8	8	[8	8	8	8]		[6	6	6]				[4	4]

Wie bereits oben bei der allgemeinen quantentheoretischen Erörterung dargelegt wurde, ergab die allgemeine Erfahrung, daß zur Charakterisierung des Verhaltens stationärer Elektronenbahnen die zwei Quantenzahlen *n* und *k* nicht ausreichen. Somit ist die Heranziehung einer dritten Quantenzahl, nämlich der inneren *j*, geboten, um eine bessere Übereinstimmung mit der Erfahrung beim Elektronenbau der Elemente zu erzielen. Hiermit stehen auch in Übereinstimmung die Ergebnisse der Röntgenspektrometrie durch die fortschreitende experimentelle Erforschung (durch G. Hertz und besonders durch Siegbahn und seine Schüler). Diese zusammen mit der theoretischen Aufklärung der Röntgenspektren, um welche sich nach Kossel besonders Sommerfeld, Bohr, Coster, Smekal und Wentzel verdient gemacht haben, legte die Anzahl der Elektronenanordnungen der *K*-Serie auf 1, der *L*-Serie auf 3, der *M*-Serie auf 5 und der *N*-Serie auf 7 fest.

Es ist ein Verdienst von Stoner, unter Berücksichtigung dieser theoretischen und experimentellen Ergebnisse und unter Hervorhebung weiterer Belege, eine andere Unterteilung der Hauptgruppen im Oktober 1924 vorgenommen und sie mit den inneren Quantenzahlen in Beziehung gebracht zu haben. Die sich so ergebenden Elektronenanordnungen der Edelgase sind aus Tab. 8 zu ersehen.

Tabelle 8.

Elektronenanordnung der Edelgase nach Stoner (1924).

Z	n	1	2		3			4				5					6					
	k	1	1	2	1	2	3	1	2	3	4	1	2	3	4	5	1	2	3	4	5	6
2	He	2																				
10	Ne	2	2	6																		
18	A	2	2	6	2	6																
36	Kr	2	2	6	2	6	10	2	6													
54	X	2	2	6	2	6	10	2	6	10		2	6									
86	Em	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10			2	6				

Dieses Vorgehen von Stoner beseitigte auch die Schwierigkeiten, welche sich Bohr bei der endgültigen Auffüllung der nur vorübergehend abgeschlossenen Untergruppen boten. Nach Stoner findet ja so ein Umbau letzterer gar nicht statt, indem nur ein Einbau einer weiteren Untergruppe vor sich geht. So wird der Einbau einer Zehnelektronenuntergruppe bei den Elementen der Eisen-, der Palladium- und der Platin-Nebenfamilien bzw. einer Vierzehnelektronenuntergruppe bei den seltenen Erden von Stoner angenommen. Hierdurch erfahren die Ladenburgschen Zwischenschalen ihre einfachste Lösung; auch erfährt das allgemeine Schema des periodischen Systems (Abb. 3) und der Elektronenhauptgruppen der Edelgase (Tab. 5) nach Bohr nicht die geringste Änderung.

Gleichzeitig mit Stoner schlug so eine asymmetrische Unterteilung der Elektronenhauptgruppen auch Main Smith vor, wobei er neben chemischen auch spektraltheoretische Erfahrungen hervorhob.

10. Die Kennzeichnung der Teilgruppen.

Entsprechend der Berücksichtigung der dritten Quantenbedingung unterschied Stoner durch die drei Quantensymbole n, k und j bestimmte Teilgruppen von Elektronen. Die maximale Besetzungszahl so einer Teilgruppe beträgt nach Stoner $2j$. Der physikalische Sinn hiervon ist, daß die Anzahl der möglichen Elektronenzustände so einer Teilgruppe auch gleich $2j$ ist. Diese möglichen Elektronenbahnen unterscheiden sich in der Orientierung relativ zum Atom, als einem Ganzen. In so eine Untergruppe können so lange Elektronen eintreten, bis all diese möglichen Bahnen besetzt sind. Daß die Anzahl der möglichen Orientierungen der Elektronen einer Teilgruppe tatsächlich $2j$ ist, lehren die Erfahrungen über die Anzahl der stationären Zustände der peripheren Elektronen bei einem starken äußeren Magnetfelde. Im einzelnen hat dieses Stoner für den Fall der Alkalimetallatome durchgeführt. Diese Überlegungen von Stoner haben dann jüngst von Pauli jr. ihren verschärften Ausdruck erfahren und damit zur Erklärung der maximalen Besetzungszahl $2n^2$ einer Elektronenhauptgruppe aber keineswegs der Länge der Perioden des natürlichen Systems der Elemente geführt, wie wir unten ausführen werden.

Werden bei weiterer Ausbildung des periodischen Systems diese ursprünglich peripheren Elektronen durch Abschluß einer Teilgruppe zu inneren, so bleiben die sie charakterisierenden Quantensymbole in ihren Zahlenwerten unverändert. Hierfür spricht, daß die optischen Multipletts der peripheren Elektronen durch die gleichen Quantensymbole, wie die Röntgenserienmultipletts der inneren Elektronen darstellbar sind. Den Übergang von den gewöhnlichen optischen Serien zu den Barkla-Moseleyschen Serien im Röntgengebiet geben die von Millikan entdeckten Hochvakuumfunkenlinien verschieden stark ionisierter Atome ab, welche bei ihren Multipletts die gleichen Gesetzmäßigkeiten aufweisen.

Über die von den verschiedenen Forschern verwendeten Bezeichnungen der Elektronenteilgruppen und deren Charakterisierung durch die

Tabelle 9.

Quanten- und Besetzungszahlen der Elektronenteilgruppen.

Bezeichnung nach Bohr u. Coster	Frühere Bezeichnung nach Bohr u. Sommerfeld	Frühere Bezeichnung nach Coster	Neue Bezeichnung nach Sommerfeld	Zugehörige optische Terme nach Sommerfeld	Besetzungszahlen nach Stoner	Quantenzahlen nach Stoner			Quantenzahlen nach Landé				Anzahl der Möglichkeiten d. Elektroneneinstellung nach W. Pauli jr
						n	k	j	n	k	j	m	
K	K	1_1 b	K	1 s	2	1	1	1	1	$\frac{1}{2}$	1	$\pm\frac{1}{2}$	$2 = 2 \times 1^2$
L_I	L_3	2_1 b	L_{11}	2 s	2	2	1	1	2	$\frac{1}{2}$	1	$\pm\frac{1}{2}$	2
II	2	2_1 a	21	2 p_1	2	2	2	1	2	$\frac{3}{2}$	1	$\pm\frac{1}{2}$	2 } $8 = 2 \times 2^2$
III	1	2_2 a	22	2 p_2	4	2	2	2	2	$\frac{3}{2}$	2	$\pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}$	4
M_I	M_5	3_1 b	M_{11}	3 s	2	3	1	1	3	$\frac{1}{2}$	1	$\pm\frac{1}{2}$	2
II	4	3_1 a	21	3 p_1	2	3	2	1	3	$\frac{3}{2}$	1	$\pm\frac{1}{2}$	2
III	3	3_2 a	22	3 p_2	4	3	2	2	3	$\frac{3}{2}$	2	$\pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}$	4 } $18 = 2 \times 3^2$
IV	2	3_2 b	32	3 d_2	4	3	3	2	3	$\frac{5}{2}$	2	$\pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}$	4
V	1	3_3 b	33	3 d_3	6	3	3	3	3	$\frac{5}{2}$	3	$\pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}, \pm\frac{5}{5}$	6
N_I	N_7	4_1 b	N_{11}	4 s	2	4	1	1	4	$\frac{1}{2}$	1	$\pm\frac{1}{2}$	2
II	6	4_1 a	21	4 p_1	2	4	2	1	4	$\frac{3}{2}$	1	$\pm\frac{1}{2}$	2
III	5	4_2 a	22	4 p_2	4	4	2	2	4	$\frac{3}{2}$	2	$\pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}$	4
IV	4	4_2 b	32	4 d_2	4	4	3	2	4	$\frac{5}{2}$	2	$\pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}$	4 } $32 = 2 \times 4^2$
V	3	4_3 b	33	4 d_3	6	4	3	3	4	$\frac{5}{2}$	3	$\pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}, \pm\frac{5}{2}$	6
VI	2	4_3 a	43	4 f_3	6	4	4	3	4	$\frac{7}{2}$	3	$\pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}, \pm\frac{5}{2}$	6
VII	1	4_4 a	44	4 f_4	8	4	4	4	4	$\frac{7}{2}$	4	$\pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}, \pm\frac{5}{2}, \pm\frac{7}{2}$	8
O_I	O_5	5_1 b	O_{11}	5 s	2	5	1	1	5	$\frac{1}{2}$	1	$\pm\frac{1}{2}$	2
II	4	5_1 a	21	5 p_1	2	5	2	1	5	$\frac{3}{2}$	1	$\pm\frac{1}{2}$	2
III	3	5_2 a	22	5 p_2	4	5	2	2	5	$\frac{3}{2}$	2	$\pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}$	4 } $18 = 2 \times 3^2$
IV	2	5_2 b	32	5 d_2	4	5	3	2	5	$\frac{5}{3}$	2	$\pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}$	4
V	1	5_3 b	33	5 d_3	6	5	3	3	5	$\frac{5}{2}$	8	$\pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}, \pm\frac{5}{2}$	6
P_I	P_3	6_1 b	P_{11}	6 s	2	6	1	1	6	$\frac{1}{2}$	1	$\pm\frac{1}{2}$	2
II	2	6_1 a	21	6 p_1	2	6	2	1	6	$\frac{3}{2}$	1	$\pm\frac{1}{2}$	2 } $8 = 2 \times 2^2$
III	1	6_2 a	22	6 p_2	4	6	2	2	6	$\frac{3}{2}$	2	$\pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}$	4

verschiedenen Quantenzahlen gibt die Tabelle 9 Auskunft. Neben der Kennzeichnung dieser Teilgruppen durch bestimmte Elektronenbesetzungszahlen entstand aber auch die Aufgabe, die Energie-Niveaus — oder Stufen, d. h. die Energiewerte dieser Teilgruppen der Elektronen der verschiedenen Elemente direkt experimentell zu ermitteln und rechnerisch zu verknüpfen. Der eine Weg ist die Bestimmung der Mindestwellenlänge λ_A des eine Röntgenspektralserie erregenden Röntgenlichtes, d. h. der sogenannten Absorptionsgrenze oder der (dieser Wellenlänge entsprechenden) Mindestgeschwindigkeit v_A bzw. des Mindestpotentials V_A der zur Erregung des Röntgenlichtes dienenden Elektronen. Beide Größen sind ja durch die Beziehung verbunden:

$$e\,V_A = h\frac{c}{\lambda_A} \tag{13}$$

und auch

$$\tfrac{1}{2}\,m\,v_A^2 = h\frac{c}{\lambda_A}, \tag{14}$$

falls die Geschwindigkeitsabhängigkeit von m noch nicht ins Gewicht fällt.

Der andere Weg ist die magnetische Analyse der sekundär durch monochromatisches Röntgenlicht ausgelösten Elektronen (nach de Broglie). Es tritt bei Bestrahlung durch so ein Röntgenlicht von der Wellenlänge λ_n zu dem normalen lichtelektrischen Effekt (so erzielte Elektronengeschwindigkeit v_n) noch ein selektiver, bedingt durch Erregung einzelner Teilgruppen von Elektronen des Sekundärstrahlers, so daß die dann austretenden sekundären Elektronen Geschwindigkeiten v_s aufweisen. Der Unterschied der kinetischen Energie dieser Elektronen wird durch den Energiewert A der erregten Elektronenteilgruppe bedingt. So lange die Geschwindigkeitsabhängigkeit von m noch nicht ins Gewicht fällt, gilt

$$\tfrac{1}{2}\,m\,v_s^2 = \tfrac{1}{2}\,m\,v_n^2 - A = h\frac{c}{\lambda_n} - A. \tag{15}$$

Diese Methode ist besonders bei solchen Energiewerten der Elektronenteilgruppen von Bedeutung, denen viel zu kurze oder zu lange Röntgenlichtwellenlängen entsprechen, als daß sie durch Kristallgitter sicher oder auch überhaupt bestimmbar wären; wertvoll ist aber auch ihre vollständige Unabhängigkeit von Kristallgitteraufnahmen.

Die nach den verschiedenen Methoden erhaltenen Energiewerte der Teilgruppen stimmen gut überein; das zahlreichste Material stammt aus den röntgenspektroskopischen Messungen unter Verwendung des Kombinationsprinzips. Bei solchen spektralen Daten wird gewöhnlich der betreffende Energiewert durch eine auf die Rydbergsche Konstante R reduzierte Wellenzahl $(1/\lambda R)$ ausgedrückt.

Betrachtet man die Ausbildung der verschiedenen Energiewerte innerhalb der Reihe der Elemente (vgl. Abb. 4), so werden die Energiewerte mit fallendem Z immer geringer, um bei gewissen Elementen zu verschwinden. Das Anologe gilt von den Wellenzahlen der mit so einem Niveau verknüpften Röntgeserienlinien. Betrachtet man aber deren relative Stärke innerhalb des periodischen

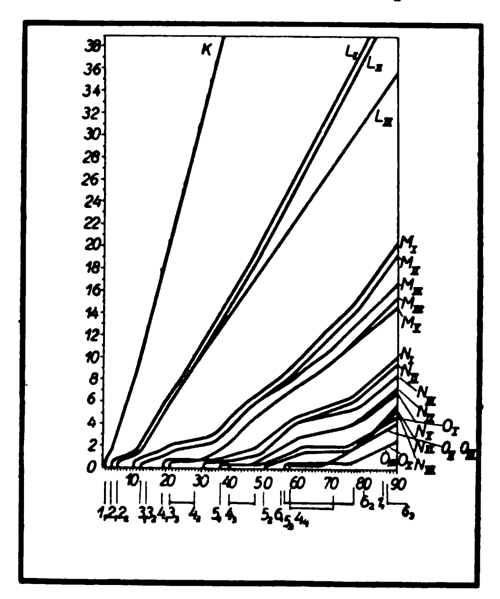


Abb. 4. Die Quadratwurzel der Terme der Röntgenspektren in ihrer Abhängigkeit von der Atomnummer nach Bohr.

Systems, oder die Größe des Intensitätssprunges der Röntgenserien-Absorptionsgrenzen, so ist im allgemeinen diese innerhalb eines weiten Bereiches konstant, um beim Fortschreiten zu geringeren Z-Werten von einem bestimmten Wert an eine immer stärkere Schwächung zu erfahren und endlich nicht meßbar zu werden. Die Deutung liegt darin, daß die Elektronen-Besetzungszahl der betreffenden Teilgruppe bei dem die Intensitätsverminderung zeigenden Z-Wert eine Verminderung erfährt, um bei der Linienintensität gleich Null auch gleich Null zu werden.

(Schluß folgt.)

Quantenprobleme der Wärmelehre.[1])

Von A. Eucken.

Inhalt: 1. Wärmelehre und Mechanik. 2. Einige Ergebnisse der (klassischen) statistischen Mechanik. 3. Die Unzulänglichkeit der klassischen Mechanik und Statistik gegenüber den Erscheinungen der Quantenlehre. 4. Anpassung der statistischen Mechanik an die Quantenlehre. 5.

[1]) Erweiterte Ausarbeitung eines am 20. März 1925 vor der Ges. f. Technische Physik zu Charlottenburg gehaltenen Vortrages.

Soweit sich die heutige Physik mit der Lösung prinzipieller Fragen befaßt, steht gegenwärtig wohl eine Anzahl atomistischer Vorgänge im Vordergrund des Interesses, für die das Auftreten quantenhaft verteilter Energiewerte charakteristisch ist. Dabei hat sich die völlige Durchdringung und theoretische Aufklärung dieses ausgedehnten Gebietes als überaus schwierig erwiesen, allein schon deshalb, weil es nicht nur eine Anzahl verschiedener, scheinbar voneinander unabhängiger Zweige der Physik, sondern auch verwandte Disziplinen, insbesondere wichtige Teile der Chemie, umfaßt. Auch in die Wärmelehre greift die Quantenhypothese entscheidend ein; umgekehrt besteht daher eine der wesentlichsten Aufgaben der heutigen Wärmelehre darin, das ihrige zur Förderung des Gesamtproblems der Energiequanten beizutragen. Es möge im folgenden versucht werden, zu zeigen, worin die Eigentümlichkeit dessen, was die Wärmelehre hier zu leisten vermag, besteht. Wenn auch manche Ergebnisse von anderen Teilgebieten der Physik, insbesondere von der Optik aus, ungleich leichter zugänglich sind, so sind umgekehrt andere, und zwar recht wichtige Teilfragen der Quantenlehre durch die Wärmelehre offenbar direkter und besser beantwortbar.

1. Wärmelehre und Mechanik.

Vor einigen Jahrzehnten schien es, als ob es möglich sei, die Wärmelehre vollständig auf der klassischen Mechanik aufzubauen. Dies geschah bekanntlich in der Weise, daß man die Materie als aus kleinen materiellen Teilchen (Atomen oder Molekeln) bestehend ansah und auf diese einfach die makroskopisch bekannten mechanischen Grundgesetze anwandte. Allerdings war dies von vornherein nicht ohne Überwindung gewisser gedanklicher Schwierigkeiten möglich.

Einmal mußte man diesen Teilchen, um zu richtigen Ergebnissen zu gelangen, gewisse Eigenschaften zuschreiben, die von vornherein nicht besonders plausibel waren; man mußte sie nämlich als vollkommen „glatte" und „starr-elastische" Kugeln oder Ellipsoide ansehen. Namentlich die Annahme einer vollkommenen „Glätte", die besagt, daß derartige Kugeln überhaupt nicht in Rotation versetzt werden können, war von vornherein wenig befriedigend, und es war einleuchtend, daß sie nur als ein Provisorium gelten konnte. Durch die heutige Quantenlehre wird diese Schwierigkeit zwar nicht beseitigt, aber doch wenigstens so verändert, daß sie nicht mehr als eine aus dem Rahmen herausfallende Absonderlichkeit erscheint. Nach ihr kommt es nicht auf die mechanische „Glätte" etwa einer Atomkugel an, sondern darauf, daß eine bestimmte minimale Energiemenge (Energiequantum) erforderlich ist, um sie in Rotation zu versetzen; im allgemeinen, bei normalen Temperaturen, ist das Quantum bei einatomigen Gasen groß im Vergleich zur kinetischen Energie der stoßenden Molekeln, so daß auf diese Weise die Atome überhaupt keine Rotationsenergie in sich aufnehmen können.

Eine zweite Schwierigkeit bestand darin, daß die Teilchenzahl bei makroskopisch beobachtbaren Substanzmengen außerordentlich groß zu sein pflegt, und daß es sich daher darum handelte, die mechanischen Gesetze nicht nur auf eine endliche Zahl von Massenpunkten anzuwenden, was ja bereits bei mehr als zwei Punkten nicht allgemein durchführbar ist (Dreikörperproblem), sondern auf eine praktisch unendliche Anzahl. Man half sich damit, daß man auf eine strenge Lösung, bei der die Bahnen sämtlicher Teilchen genau verfolgt werden, verzichtete, und von vornherein das mittlere (wahrscheinliche) Verhalten einer sehr großen Teilchenzahl ins Auge faßte. Dies gab Anlaß zur Entwicklung einer besonderen Disziplin, die für die gesamte kinetische Theorie der Materie von größter Bedeutung geworden ist, der statistischen Mechanik, deren Entwicklung und Ausbau man in erster Linie L. Boltzmann und W. Gibbs verdankt.

2. Einige Ergebnisse der (klassischen) statistischen Mechanik.

Eines der wichtigsten Ergebnisse der klassischen statistischen Mechanik besteht in der Formel[2]):

$$\left.\begin{aligned} d N_\Omega \sim d w_\Omega \sim e^{-\frac{E}{kT}} \underbrace{\underbrace{dx\,dy\,dz}_{dV}\;\underbrace{d\xi\,d\eta\,d\zeta}_{d\omega}}_{d\Omega} \\ = e^{-\frac{E_p}{kT}} dV\, e^{-\frac{E_k}{kT}} d\omega \ldots \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

für die relative Anzahl dN_Ω oder die Wahrscheinlichkeit dw_Ω der Molekeln, die eine bestimmte Gesamtenergie E besitzen, innerhalb eines bestimmten Volumenelementes dV liegen und Impulskomponenten zwischen ξ und $\xi + d\xi$, η und $\eta + d\eta$, ζ und $\zeta + d\zeta$ besitzen (1).

Dieser Ausdruck zerfällt somit in zwei Faktoren, den Energiefaktor: $e^{-\frac{E}{kT}}$ und das Differential $d\Omega$; die klassischen mechanischen Gesetze kommen in ihnen dadurch zum Ausdruck, daß bei gleicher Energie die Häufigkeit bzw. Wahrscheinlichkeit der Größe des Raum-Impulsdifferentials

[2]) Auch diejenigen Leser, denen diese Formel nicht von vornherein geläufig ist, werden das, worauf es ankommt, aus den folgenden Ausführungen entnehmen können.

$d\,\Omega$ proportional und unabhängig von den Absolutwerten der Raum- und Impulskoordinaten ist (Liouvillescher Satz).

Man kleidet dieses Ergebnis auch häufig in die Aussage, daß sämtliche Punkte des (sechsdimensionalen) $x, y, z, \xi, \eta, \zeta$-Raumes überall a priori, d. h. abgesehen von dem Energiefaktor, gleich wahrscheinlich seien.

Den Ausdruck $e^{-\frac{E}{kT}}\,d\,V d\omega$ pflegt man als Element des „Phasenraumes" zu bezeichnen, so daß sich der einfache Satz ergibt: die Häufigkeiten der durch bestimmte Raum- und Impulskoordinaten gekennzeichneten Teilchen sind proportional dem entsprechenden Differential des Phasenraumes, oder auch, wenn man über endliche Intervalle summiert (integriert): die Teilchenzahlen innerhalb gewisser Grenzen der Koordinaten sind dem entsprechenden Phasenvolumen proportional.

Wie Gl. (1) zeigt, zerfällt nun das Differential des Phasenvolumens bei klassisch zu behandelnden Problemen in zwei Faktoren, das Differential des „mittleren Raumvolumens"

$$e^{-\frac{E_p}{kT}}\,d\,V = d\,\overline{V}$$

und das Differential des „Impulsraumes"

$$d\,J = e^{-\frac{E_k}{kT}}\,d\,\omega\,.$$

Offenbar ist das erstere nur von den Raumkoordinaten, das letztere nur von den Impulskoordinaten abhängig. Man kann nun bei dreidimensionalen Gebilden die Größe des Gesamtimpulsraumes ohne weiteres angeben, da ja $E_k = \frac{1}{2\,m}(\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)$. Man erhält durch eine Integration zwischen den Grenzen $-\infty$ und $+\infty$

$$J = (2\,\pi\,m\,k\,T)^{3/2}\,. \tag{2}$$

Die Größe des Impulsraumes ist also, abgesehen von universellen Konstanten, nur von der Masse des einzelnen Teilchens und von der Temperatur abhängig. Man überzeugt sich leicht, daß Gl. (1) bekannte speziellere Probleme in sich einschließt; z. B. gelangt man zu der barometrischen Höhenformel:

$$\frac{d\,N_1}{d\,N_2} = \frac{d\,V_1}{d\,V_2}\,e^{\frac{-m\,g\,(h_1 - h_2)}{k\,T}}$$

oder

$$\frac{c_1}{c_2} = e^{\frac{-M g\,(h_1 - h_2)}{R\,T}}\,,$$

wenn man für die potentielle Energie E_p in zwei verschiedenen Höhenlagen $m\,g\,h_1$ bzw. $m\,g\,h_2$ setzt und beachtet, daß die Größe des Impulsraumes (Masse und Temperatur der Teilchen) in beiden Fällen gleich groß ist und sich daher heraushebt.

Namentlich für das Folgende bedeutungsvoll ist der Zusammenhang zwischen Gl. (1) und den thermodynamischen Größen, da diese es sind, die dem Experiment unmittelbar zugänglich sind. Bekanntlich ist es am vorteilhaftesten, zunächst eine sog. „charakteristische" Funktion, z. B. die freie Energie f_v, zu berechnen, da man von hier aus lediglich durch Differentiationen zu den übrigen kalorischen und thermischen Größen geführt wird. Man erhält aus Gl. (1) ohne Schwierigkeiten [vgl. (2)] den bereits auf ein Mol bezogenen Ausdruck ($R = N_L\,k$)

$$-\frac{f_v}{T} = \Phi = R \ln \int\int \ldots \int e^{-\frac{E}{kT}}\,d\,\Omega + \text{const.} \tag{3}$$

Für die innere Energie U folgt auf Grund einer bekannten thermodynamischen Formel, die im Prinzip mit der bekannten Helmholtzschen Formel identisch ist:

$$u = T^2 \left(\frac{\partial\,\Phi}{\partial\,T}\right)_v . \tag{4}$$

Für die spezifische Wärme C_v, die ja wohl die der Messung am bequemsten zugängliche kalorische Größe darstellt, erhält man schließlich:

$$C_v = \left(\frac{\partial\,u}{\partial\,T}\right)_v = \frac{\partial\left(T^2\,\frac{\partial\,\Phi}{\partial\,T}\right)}{\partial\,T}\,. \tag{5}$$

Wiederum überzeugt man sich leicht, daß Gl. (5) bei klassischen Problemen zu bekannten Resultaten führt. Z. B. ist bei einem einatomigen, idealen Gas die potentielle Energie E_p gleich Null zu setzen: es fällt daher der Anteil des mittleren Raumvolumens bei der Differentiation nach T fort, und man erhält:

$$C_v = \frac{\partial}{\partial\,T}\left(R\,T^2\,\frac{\partial \ln J}{\partial\,T}\right)$$
$$= \frac{\partial}{\partial\,T}\left[R\,T^2\,\frac{\partial \ln (2\,\pi\,m\,k\,T)^{3/2}}{\partial\,T}\right] = {}^3/_2\,R.$$

3. Die Unzulänglichkeit der klassischen Mechanik und Statistik gegenüber den Erscheinungen der Quantenlehre.

Die Erfahrung hat gelehrt, daß die soeben angeführten Formeln nicht immer, bei genauer Prüfung eigentlich sogar recht selten zutreffend sind.

Als Beispiel sei das Verhalten der spezifischen Wärme der Gase angeführt. Zwar wurde für dieselbe bei einatomigen Gasen in Übereinstimmung mit der klassischen Theorie durchweg ein konstanter Wert von etwa ${}^3/_2\,R$ = etwa 3 cal gefunden, aber bereits eine große Anzahl zweiatomiger Gase zeigt Abweichungen von dem theoretisch geforderten Wert (in diesem Falle ${}^5/_2\,R$ = etwa 5 cal); vor allem besteht hier häufig eine durch die Theorie nicht erklärbare Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme.

Noch auffallender werden diese Abweichungen bei drei- und mehratomigen Gasen; hier sind sie in der Regel sogar so beträchtlich, daß auch von einer nur annähernden Gültigkeit der Theorie nicht die Rede sein kann.

Während Boltzmann anscheinend geneigt war, diese Abweichungen von den klassischen Formeln mehr durch Sekundäreffekte zu erklären, erkannte Lord Kelvin wohl als einer der ersten ihre fundamentale Bedeutung; in einem 1900 gehaltenen Vortrag (3) bespricht er ausführlich die „Wolken über der mechanischen Theorie der Wärme (und des Lichtes)“, ohne daß es ihm allerdings gelang, einen gangbaren Ausweg aus den Schwierigkeiten zu finden.

Ähnliche Wolken hatten sich nun auch über der bisherigen Theorie der schwarzen Strahlung zusammengeballt, die man zunächst gleichfalls im Zusammenhang mit der klassischen mechanischen Wärmelehre zu behandeln versuchte. Planck gelangte bei seinen Untersuchungen auf diesem Gebiete ebenso wie Lord Kelvin zu der Überzeugung, daß das Versagen der klassischen Gesetze bei ihrer Anwendung auf gewisse atomare Vorgänge grundsätzlicher Natur sei. Indessen blieb er nicht bei dieser negativen Aussage stehen, sondern zeigte (4), daß es möglich ist, die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie durch Verwendung folgender völlig neuartigen, der klassischen Theorie durchaus fremden Hypothese herzustellen: Atomare schwingende Gebilde (sog. Oszillatoren) vermögen nur diskrete Energiemengen von einer bestimmten Größe (Energiequanten) aufzunehmen. Bei der Aufstellung dieser Hypothese (1899) ahnte Planck wohl selbst noch nicht, welche unabsehbaren Folgen sich aus ihr für die gesamte Physik entwickeln sollten.

In die Wärmelehre drang die Quantentheorie auf Grund einiger grundlegenden Arbeiten Einsteins (5) und Nernsts (6) ein und wurde auch hier an Stellen, wo die klassische Theorie versagte, den Tatsachen gerecht.

Wenn somit die Quantenlehre sicherlich den wesentlichen Grundstock für die weitere Forschung darstellt, so unterliegt es auf der anderen Seite wohl kaum einem Zweifel, daß es sich auch bei ihr nur um ein Provisorium handelt, denn auch sie wird von zahlreichen, zum Teil recht düsteren Wolken beschattet; vor allem ist es trotz größter Anstrengungen bisher noch nicht gelungen, sie in befriedigender Weise mit der aufs beste fundierten elektromagnetischen Lichttheorie in Einklang zu bringen, die gerade im Gegensatz zur Quantenhypothese eine beliebig feine Energieverteilung verlangt.

Daß diese Schwierigkeiten sehr tief wurzeln, und daß sie nicht durch eine einfache Zusatzhypothese zu den bisherigen Vorstellungen beseitigt werden können, wird durch folgendes dem Gebiet der Wärmelehre entnommenes Beispiel besonders deutlich, das gelegentlich von Nernst erörtert wurde:

Stellt man sich einen Oszillator mit sehr hoher Eigenfrequenz, etwa ein in einem Diamantgitter fest gebundenes Kohlenstoffatom vor, so ist dessen Energiequantum relativ groß; es kann daher bei einigermaßen tiefen Temperaturen etwa durch den Aufprall frei beweglicher Gasmolekeln nicht in Schwingung versetzt werden. Dies besagt aber, daß der Anprall einer einzelnen Gasmolekel nicht imstande ist, den Massenpunkt des Oszillators aus seiner Ruhelage zu entfernen, obgleich weder die Masse sonderlich groß ist, noch die Bindung als völlig starr angesehen werden kann. Offenbar ist dieses Verhalten vom Standpunkt der klassischen Mechanik, insbesondere des Impulssatzes, völlig unverständlich. Daher muß man wohl die bisher durch Energiequanten gedeuteten Erscheinungen ganz allgemein als Anzeichen dafür ansehen, daß für gewisse atomare und molekulare Vorgänge die Grundprinzipien der klassischen Mechanik nicht mehr zutreffend sein können. Das Problem, in welcher Weise diese Prinzipien für die molekularen Vorgänge zu modifizieren sind, ist zurzeit noch nicht gelöst. Von Bohr, Kramer und Slater (7) war die Ansicht ausgesprochen worden, daß das Energieprinzip preiszugeben sei, doch mußte sie auf Grund von Messungen Geigers und Bothes (8) am Comptoneffekt wieder verlassen werden. Es bliebe dann eigentlich nur übrig anzunehmen, daß der Impulssatz seine Gültigkeit verliere, eine Auffassung, die bereits durch eine umfassende ältere Untersuchung Poincarés (9) (übrigens auch durch das voranstehende Beispiel) nahe gelegt wird, deren positive Formulierung indessen zurzeit noch aussteht. Insgesamt darf man es auf Grund dieses Sachverhalts als wahrscheinlich ansehen, daß eine von der klassischen Mechanik grundsätzlich verschiedene Molekularmechanik existiert, deren Gesetze allerdings beim Übergang von molekularen zu makroskopischen Dimensionen kontinuierlich in die der klassischen Mechanik überführbar sein müssen.[3])

Um zur Aufhellung dieses Problems beizutragen, bietet sich für die Wärmelehre folgender

[3]) Anmerkung bei der Korrektur: Vor kurzem machten Heisenberg, Born und Jordan [Zeitschr. f. Phys. **33** (1925), 879; **34** (1925), 858; **35** (1926), 557] einen bedeutsamen Versuch, zu einer rationellen Quantenmechanik vorzudringen. Der von diesen Autoren eingeschlagene Weg ist so verschieden von den im folgenden angedeuteten Gedankengang, daß zurzeit noch kaum Berührungspunkte erkennbar sind. Während hier die stationären Zustände im Vordergrund stehen, nehmen die Überlegungen Heisenbergs, Borns und Jordans ihren Ausgang von dynamischen Vorgängen (Elektronenübergängen usw.).

Weg dar: Die Energiequantenhypothese wird vorläufig beibehalten, da es aber nach den vorangehenden Überlegungen von vornherein sehr zweifelhaft sein muß, ob mit dieser die auf der klassischen Mechanik (Liouvillescher Satz) beruhende klassische Statistik vereinbar ist, wird von experimentell festlegbaren, empirischen Ergebnissen ausgehend zunächst geprüft, ob und wie weit an den Formeln der statistischen Mechanik grundsätzliche Änderungen vorzubringen sind, d. h. ob eine von der klassischen Statistik prinzipiell verschiedene Quantenstatistik existiert.

Wie im folgenden gezeigt wird, ist es in der Tat wohl möglich, wenn auch schwierig, auf diesem vorwiegend empirischen Wege allmählich eine Quantenstatistik zu schaffen. Von hier wäre dann weiter rückwärts (über eine Erweiterung des Liouvilleschen Satzes) zu den eigentlichen Elementargesetzen der Quantenmechanik vorzudringen.

4. Anpassung der statistischen Mechanik an die Quantenlehre.

Bei den bisherigen Versuchen, die klassische Statistik der Quantentheorie anzupassen, war man bestrebt, möglichst wenig radikal vorzugehen und daher die Gl. (1) im wesentlichen beizubehalten. Dieses Verfahren erscheint deshalb gerechtfertigt, weil ja im Auge zu behalten ist, daß die Quantenformeln in den Grenzfällen sehr hoher Temperatur oder eines sehr kleinen Energiequantums in die der klassischen Theorie übergehen müssen. Immerhin muß hervorgehoben werden, daß die bisher übliche Art der Verallgemeinerung der Formel (1) nicht ganz willkürfrei und sicherlich nicht die einzig mögliche ist.

Die wesentlichste Abänderung der Gl. (1), die durch die endliche Größe der Energiequanten bedingt ist, besteht darin, daß man die Phasenzelle $d\,\Omega$ nicht mehr als verschwindend klein ansieht, sondern ihr einen endlichen, und zwar einen universellen Wert h, h^2 oder h^3 beilegt, je nachdem das betreffende Gebilde ein-, zwei- oder dreidimensional ist. Bemerkenswert ist hier vor allem, daß eine Trennung der Phasenzellen in die zwei Faktoren $d\,V$ und $d\,\omega$ nicht mehr möglich ist, sondern daß beide vollkommen miteinander verschmolzen sind. Bei der Berechnung der thermodynamischen Größen, die von einer größeren Zahl Molekeln abhängen, treten auf diese Weise an Stelle der Integrale (unendlich kleine Phasenzellen) Summenausdrücke (endliche Phasenzellen) auf.

Eine weitere, für das Folgende besonders wichtige Verallgemeinerung besteht darin, daß an der Gleichheit der aprioristischen Wahrscheinlichkeit der Phasenzellen h^n im gesamten Phasenraum nicht mehr festgehalten wird. Dies erscheint gerade im Hinblick auf den Liouvilleschen Satz durchaus notwendig, da dieser ja als ein Ausdruck der klassischen Mechanik anzusehen ist, die nach dem oben gesagten nicht mehr anwendbar ist. Die Berücksichtigung der verschiedenen aprioristischen Wahrscheinlichkeit der einzelnen Phasenzellen geschieht in der Weise, daß man jede von ihnen, je nach dem Wert der ihr entsprechenden Gesamtenergie, mit einem Faktor g, dem sogenannten „Quantengewicht" versieht.

Man erhält auf diese Weise an Stelle der Formel (1) für die Häufigkeit der $n$ten Zelle eines dreidimensionalen Gebildes:

$$\Delta N_E \sim \Delta w \sim g_n \cdot e^{-\frac{E_n}{kT}} h^3, \tag{7}$$

wenn $E_n = E_{n_1} + E_{n_2} + E_{n_3}$ usw. die Gesamtenergie des betreffenden Teilchens bedeutet.

Für die Funktion Φ gilt dementsprechend

$$\Phi = R \ln \sum_{n_1} \sum_{n_2} \sum_{n_3} g\, e^{-\frac{E_n}{kT}} + R \ln h^3. \tag{8}$$

Dabei kann das Glied $R \ln h^3$ im allgemeinen außer acht gelassen werden, da es bei der Bildung von U fortfällt.

Die Aufgabe spitzt sich nunmehr darauf zu, die Quantengewichte empirisch aus den Beobachtungen zu ermitteln. Dieser Weg ist denn auch in neuerer Zeit bereits verschiedenfach eingeschlagen worden.[4])

Allerdings möge schon hier betont werden, daß die auf diese Weise erzielte Ausbeute bisher nur gering ist. Der Grund hierzu ist darin zu suchen, daß einerseits das gegenwärtige Versuchsmaterial weder an Umfang noch an Genauigkeit für ein endgültiges Urteil ausreicht, andererseits aber in einzelnen Punkten die angedeutete statistische Berechnungsart zurzeit noch nicht ganz willkürfrei durchführbar ist. Doch besteht ja der Zweck der vorliegenden Ausführungen weniger darin, fertige Ergebnisse als zukünftige Aufgaben zu schildern.

5. Lineare Oszillatoren (Schwingungswärme der Gase).

Für die Energie der $n$ten Phasenzelle eines linearen (harmonischen) Oszillators gilt nach Planck $E = n\,\varepsilon_0 = n\,h\,\nu_0$, wenn h das Plancksche elementare Wirkungsquantum, ν_0 die Eigenfrequenz des Oszillators bedeuten; dabei faßt man in der

[4]) Daß bei den relativ zahlreichen Versuchen, über die Quantengewichte von vornherein irgendwelche Aussagen zu machen, im großen Ganzen nur bescheidene Erfolge erzielt wurden, ist nach den vorangehenden Ausführungen kaum verwunderlich. Wie es scheint, beruhen diese Berechnungen zu sehr auf rein statistischen Grundlagen (im engeren Sinne) und vernachlässigen die Berücksichtigung der mechanischen (dynamischen) Wechselwirkungen der einzelnen Teile des Systems.

Regel den Quotienten $\frac{\varepsilon_0}{k} = \frac{h\nu_0}{k}$ zu einer mit Θ bezeichneten Konstanten zusammen, die die Dimension einer Temperatur besitzt und die „charakteristische Temperatur" des Oszillators genannt zu werden pflegt. Gibt man nun vorläufig entsprechend der klassischen Statistik sämtlichen Quantengewichtszahlen g den Wert eins, so erhält man für Φ, da es sich um ein eindimensionales Gebilde handelt:

$$\Phi_s = R \ln\left(1 + e^{-\frac{\Theta}{T}} + e^{-\frac{2\Theta}{T}} + \ldots\right), \tag{9}$$

$$\left.\begin{aligned} u_s &= RT^2 \frac{d \ln\left(1 + e^{-\frac{\Theta}{T}} + e^{-\frac{2\Theta}{T}} + \ldots\right)}{dT} \\ &= \frac{R\Theta}{e^{\frac{\Theta}{T}} - 1}, \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

$$C_s = \frac{R\left(\frac{\Theta}{T}\right)^2 e^{\frac{\Theta}{T}}}{\left(e^{\frac{\Theta}{T}} - 1\right)^2}, \tag{11}$$

indem man, wie es in der Regel geschieht, Θ als temperaturunabhängig ansieht.

Am besten realisiert findet man lineare Oszillatoren molekularer Dimension bei zweiatomigen Gasen; hier ist daher auch am ehesten eine experimentelle Bestätigung der Gl. (11) zu erwarten. Da Θ in diesem Falle häufig relativ groß ist, ist allerdings im allgemeinen eine Messung der spezifischen Wärme von Gasen bei sehr hohen Temperaturen erforderlich. Leider ist zurzeit nur bei einem zweiatomigen Gas, nämlich dem Chlorwasserstoff, sowohl die Schwingungswärme C_s als auch der Absolutwert von ν_0 (auf Grund von optischen, ultraroten Messungen) und daher auch Θ angebbar. Man gelangt zu folgender Gegenüberstellung, die einerseits die von K. Wohl (10) mittels der Explosionsmethode beobachteten, andererseits die nach Gl. (11) berechneten mittleren Molwärmen enthält.

Mittlere Molwärme des Chlorwasserstoffes
($C_v = 4{,}965 + C_s$).

T	C_v beob.	C_v ber.	T	C_v beob.	C_v ber.
1955	5,808	5,623	2135	5,916	5,696
2155	5,898	5,688	2318	5,943	5,764

Der Unterschied zwischen Beobachtung und Berechnung beträgt 2—3% (bezogen auf C_v); man darf wohl vermuten, daß gegenwärtig die Meßfehler in dem fraglichen Temperaturgebiet noch etwa von dieser Größe sind, so daß das Ergebnis nicht gegen die Theorie spricht, wenn es auch nicht gerade als Stütze für dieselbe gelten kann. Die übrigen zweiatomigen Gase, von deren spezifischer Wärme bei höheren Temperaturen Messungen vorliegen (O_2, N_2, Cl_2), bestehen aus gleichartigen Atomen; dieselben besitzen daher gegeneinander keine elektrische Polarität, und es fehlt somit eine ultrarote Absorption, aus der ν_0 bzw. Θ direkt zu erhalten wäre. Allerdings kann die Eigenfrequenz ν_0 der Schwingung trotzdem unter Umständen optisch ermittelt werden, und zwar aus sichtbaren oder ultravioletten Bandenspektren, doch sind auf diesem Wege bisher nur für Sauerstoff Angaben für Θ vorhanden (11), und gerade bei diesem Gase sind die Messungen der Molwärmen bei hohen Temperaturen noch recht lückenhaft und widerspruchsvoll. Trotzdem es daher vorläufig unmöglich ist, außer beim HCl eine Absolutberechnung von C_s durchzuführen, ist es von Interesse zu prüfen, ob wenigstens die Gestalt der beobachteten C_s-Kurve mit der durch Gl. (11) geforderten übereinstimmt. Das Ergebnis dieser Prüfung ist aus Abb. 1 zu entnehmen, auf der die neueren für Stickstoff gewonnenen Daten der Molwärme eingetragen sind (bis 1273° „wahre", oberhalb 1273 „mittlere" Molwärmen). Ausgezogen ist eine nach Gl. (11) berechnete Kurve, deren Θ-Wert so gewählt ist, daß bei etwa 2500° Übereinstimmung vorhanden ist. Man erkennt, daß die Mehrzahl der Messungen unterhalb 1000° nicht mit dem theoretischen Kurvenverlauf vereinbar ist. Da auch hier die Abweichungen, bezogen auf die gemessene Molwärme (C_v), einige Prozente nicht übersteigen, so braucht man wohl in diesem Befund noch keine Widerlegung der Formel (11) zu erblicken. Immerhin wird sich unter den geschilderten Umständen eine möglichst exakte Neubestimmung der Molwärme des Stickstoffs und anderer zweiatomiger Gase bei hohen Temperaturen nicht umgehen lassen; es würde ein Ergebnis von einiger Tragweite darstellen, wenn Gl. (11) gerade in diesem einfachsten Falle sich als unzutreffend erweisen sollte.

Schwingungswärme C_s des Wasserdampfes.

Beobachter	T	C_s beob.	C_s ber.
Knoblauch und Mitarbeiter (vgl. Landolt-Börnstein, 5. Aufl., S. 1275).	393	0,27	0,19
	473	0,34	0,37
	573	0,57	0,63
	673	0,85	0,89
	773	1,13	1,17
	823	1,31	1,31
Holborn u. Henning (Wärmetabellen d. phys.-techn. Reichsanstalt).	1073—373	0,96	1,06
	1273—373	1,12	1,33
	1473—373	1,29	1,60
	1673—373	1,46	1,86
Pier, korr. von Bjerrum (Zeitschr. f. Elektch. **20** (1912), 597.	2084—291	1,96	2,22
	2383—291	2,58	2,53
	2650—291	3,41	2,77

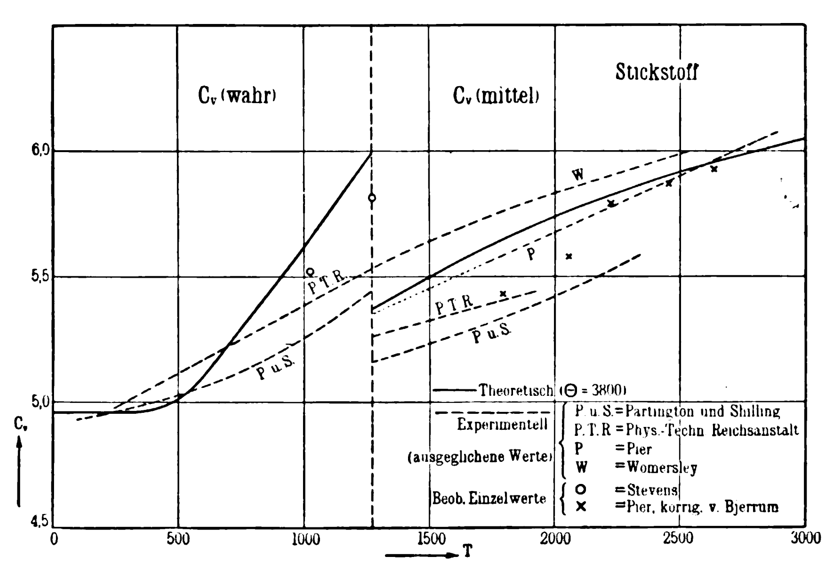


Abb. 1. Molwärme des Stickstoffs.

Etwas reichlicheres Material liegt, sowohl was C_v, als auch ν_0 anlangt, bei einigen drei- und mehratomigen Gasen vor. Bei der Berechnung pflegt man anzunehmen, daß die verschiedenen Schwingungen innerhalb der Molekel einander nicht stören, daß also für jede einzelne Schwingung Gl. (11) anwendbar bleibt.

Das für Wasserdampf erhaltene Ergebnis, das in vorstehender Tabelle wiedergegeben ist, darf als recht befriedigend bezeichnet werden. Bei der Berechnung der Kohlensäure, deren Ergebnisse auf Abb. 2 veranschaulicht sind, ist zu beachten, daß die Molekel derselben nach neuen röntgenographischen Untersuchungen (12) (13) völlig gestreckt ist, worauf Eucken übrigens bereits vor einigen Jahren im Anschluß an einige thermische Berechnungen hingewiesen hatte (14); die Molwärme C_v nähert sich daher bei tiefen Temperaturen dem Wert 4,96, wie bei zweiatomigen Gasen. Bei Verwendung der unmittelbar optisch gemessenen ν_0-Werte (ultrarote Absorption) gelangt man zu dem Kurvenzug I, doch läßt sich zeigen, daß bei einem völlig symmetrischen Bau der CO_2-Molekel noch eine optisch inaktive Schwingung vorhanden sein muß, deren Wellenlänge bei etwa 8,4 μ liegt. Berücksichtigt man diese, so gelangt man zu dem Kurvenzug II. Kurve I stimmt bei höheren, Kurve II bei den tieferen Temperaturen mit den Beobachtungen besser überein. Da man letztere wohl als die zuverlässigere anzusehen hat, darf man Kurve II als die wahrscheinlichere bezeichnen.

Auch bei festen Körpern, bei denen eine praktisch unendlich große Anzahl von Atomen aneinander gekettet sind, hat man und zwar mit einem insgesamt ausgezeichneten Erfolge Gl. (11) angewandt, wenn auch die gegenseitige Koppelung der Schwingungen benachbarter Atome, die zu der Entstehung eines ganzen Schwingungsspektrums Anlaß gibt, keineswegs zu vernachlässigen ist. [Born und v. Kármán (15), Debye (16).] Ein Eingehen auf irgendwelche Einzelheiten dieses überaus bedeutungsvollen Gebietes ist an dieser Stelle nicht möglich und auch nicht erforderlich, doch möge bemerkt werden, daß die unmittelbare Anwendung der für einen linearen Oszillator geltenden Formel (11) auf ein dreidimensionelles Gebilde keineswegs selbstverständlich ist. Denn die einfach dreimal wiederholte Verwendung der Gl. (21) bzw. (9) und (10) ist nur gerechtfertigt, wenn die Komponenten der Schwingungen in den drei Koordinatenrichtungen völlig unabhängig von einander sind, d. h. wenn die von einem Atom in einer Schwingungsrichtung aufgenommene Energie die in den beiden anderen vorhandenen Energiebeträge — mögen sie groß oder klein sein — nicht beeinflußt.

Da nun Gl. (10) bzw. (11) in einer etwas anderen Gestalt durch Strahlungsmessungen vollständig bestätigt wird, gewinnt es insgesamt den Anschein, als ob sich bei dem linearen Oszillator der der klassischen Statistik entsprechende Ansatz $g_0 = g_1 = g_2 \ldots 1$ bestätigt, als ob also hier kein prinzipieller Unterschied zwischen klassischer und Quantenstatistik bestände. Indessen ist dieser Schluß, der zu den Ergebnissen der folgenden Abschnitte in einem gewissen Gegensatz steht, nicht zwingend. Setzt man nämlich $g_0 = 0$ und nur für die höheren Gewichtszahlen $g = 1$, so erhält man:

$$\left.\begin{aligned} \Phi_s &= R \ln e^{-\frac{\Theta}{T}} \left(1 + e^{-\frac{\Theta}{T}} + e^{-\frac{2\Theta}{T}} \ldots\right) \\ &= -R\frac{\Theta}{T} + R \ln \sum, \end{aligned}\right\} \quad (9\,\mathrm{a})$$

$$u_s = R\Theta + \frac{R\Theta}{e^{\frac{\Theta}{T}} - 1}, \qquad (10a)$$

$$C_s = \frac{R\left(\frac{\Theta}{T}\right)^2 e^{\frac{\Theta}{T}}}{\left(e^{\frac{\Theta}{T}} - 1\right)^2}. \qquad (11a)$$

Es ergibt sich also der gleiche Ausdruck für die spezifische Wärme wie mittels der Gewichtszahl $g_0 = 1$. Aber auch bei einer experimentellen Prüfung des Energieausdruckes Gl. (10a) läßt sich das gegenüber Gl. (10) neu auftretende konstante Glied, das die Bedeutung einer Nullpunktsenergie besitzt, nicht experimentell durch einfache Energiemessungen nachweisen, da fast stets (z. B. auch bei Strahlungsmessungen) die Differenz zweier Energien bei verschiedenen Temperaturen, nicht aber der durch Gl. (10a) angegebene Absolutwert zur Beobachtung gelangt. Versuche auf Grund anderer Beobachtungen, auf indirektem Wege etwas über das Vorhandensein einer Nullpunksenergie bei Oszillatoren zu erfahren, haben bisher zu widersprechenden Ergebnissen geführt [für dieselben sprechen die Ergebnisse der Arbeit (17), dagegen die der Arbeit (18)]. Nimmt man das Resultat der folgenden Abschnitte hinzu, so besteht insgesamt eine gewisse Wahrscheinlichkeit dafür, daß der mit der klassischen Statistik durchaus unvereinbare Ansatz $g_0 = 0$ tatsächlich zutreffend ist.

(Schluß folgt.)

Originalmitteilungen.

Neuere Beiträge zur Elektroakustik.

Von Hans Riegger
und Ferdinand Trendelenburg.

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium Siemensstadt.)

(Hierzu Tafel XXII und XXIII.)

Inhalt: Es werden neuere Untersuchungen mitgeteilt, die mittels des Kondensatormikrophons über die physikalischen Eigenschaften der Sprachklänge durchgeführt wurden. Insbesondere werden auch Ergebnisse einer objektiven Prüfung der Klanggüte des Blatthallers behandelt. Es werden Tatsachen akustischer und physiologischer Natur behandelt, die beim Einsatz von Lautsprechern beobachtet wurden. Im Rahmen des Vortrags fand eine Übertragung von Sprache, von Vokal-, Instrumental- und Orchestermusik statt, zu der das Kondensatormikrophon als Empfänger und der Blatthaller als Lautsprecher eingesetzt wurden.

Bei der Innsbrucker Tagung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik wurde über klanggetreue Schallaufnahme, Verstärkung und Wiedergabe[1]) vorgetragen. Heute möchten wir über weitere Ergebnisse wissenschaftlicher Untersuchung und über praktische Erfahrungen berichten, welche wir auf dem genannten elektroakustischen Arbeitsgebiet gewonnen haben.

Der grundlegende Faktor der klanggetreuen Übertragung ist die Kenntnis der physikalischen Eigenschaften der zu übertragenden Klänge. Um uns hier einen tieferen Einblick zu verschaffen, wurde eine Reihe von Untersuchungen über die Struktur der Klänge, und zwar besonders der Sprachklänge, durchgeführt.

Auf Grund der gewonnenen Erkenntnisse konnte die Durchführung der technischen und elektrischen Arbeiten für eine Lautsprecherübertragung getroffen werden. Wir werden die objektive Prüfung der Güte dieser Lautsprecheranordnung behandeln. Alsdann sollen Beobachtungen akustischer und physiologischer Natur mitgeteilt werden, die wir beim Einsatz von Lautsprechern machten.

Es wird sich hierbei auch ergeben, was man von der Lautsprecherübertragung, selbst wenn diese im physikalischen und im technischen Sinne als ideal anzusprechen ist, subjektiv überhaupt erwarten kann. Den Abschluß soll die Vorführung der im Forschungslaboratorium des Siemenskonzerns, in welchem die zu besprechenden Arbeiten durchgeführt wurden, gebauten Lautsprecheranordnung bilden.

1. Zur Struktur der Sprachklänge.

Zur Erforschung der physikalischen Eigenschaften der Struktur der Klänge wurde die Methode der objektiven Klangaufzeichnung mittels des Kondensatormikrophons[2]) verwendet. Über die Konstruktion des Kondensatormikrophons, über seine Schaltung, und über einige mit seiner Hilfe gewonnenen Ergebnisse auf dem Gebiete der Klangphysik wurde bereits in dieser Zeitschrift berichtet. Hier sei nur daran erinnert, daß das Kondensatormikrophon einen auch absolut definierten Schallempfänger darstellt, dessen Amplitude im ganzen Sprachbereich (zwischen etwa 50 und 5000 $\sec^{-1}$) der Amplitude des Druckes proportional ist. Die Amplitude der Mikrophonmembran wird mit einer Hochfrequenzschaltung und verzerrungsfreier Verstärkung zum Steuern

[1]) H. Riegger, Über klanggetreue Schallaufnahme, Verstärkung und Wiedergabe, Zeitschr. f. techn. Phys. **5** (1924), 577 u. ff.

[2]) F. Trendelenburg, Objektive Klangaufzeichnung mittels des Kondensatormikrophons, Wiss. Veröffentl. a. d. Siemens-Konzern III 2, S. 43 u. ff. (1924), IV 1, S. 1 u. ff. (1925), Zeitschr. f. techn. Phys. **5** (1924), 236 u. ff.

einer Oszillographenschleife benutzt, die aufgezeichnete Kurve entspricht ohne weiteres dem Klangbild des auf die Membran fallenden Schalles, wobei unter dem Klangbild die Abhängigkeit des Druckes von der Zeit verstanden ist.

Aus der Analyse der mit dem Kondensatormikrophon aufgezeichneten Klangbilder konnten wir diejenigen Teiltongebiete finden, die für die einzelnen Sprachklänge charakteristisch sind. So fanden sich z. B. auch im Oszillogramm noch Teiltöne sehr hoher Schwingungszahl (für *A*, *O* und *U* z. B. noch des Gebiet um 3000 sec^{-1}) verzeichnet, welche für die persönliche Klangfarbe von ausschlaggebender Bedeutung sind. Die objektiv gefundenen Resultate über die Klangverteilung der Sprachklänge decken sich mit den Ergebnissen, welche C. Stumpf auf völlig anderem Wege (Resonanzgabeln) gewonnen hat. Auf Grund des objektiven physikalischen Befundes konnten wir sichere Schlüsse auf die Entstehung dieser Laute ziehen. So erwiesen sich z. B. die gesungenen Vokale als streng periodische Vorgänge in der Periode des Grundtones, eine Periode war der anderen selbst in ihrer feinsten Struktur identisch (vgl. Oszill. 1 und 7). Aus der strengen Periodizität des Vokalbildes ließ sich die Richtigkeit der von Helmholtz aufgestellten Vokaltheorie folgern: das Stimmband erzeugt einen Klang, dessen Grundton die musikalisch definierte Tonhöhe ist. Dieser Klang ist reich an Obertönen, die dem Kehlkopf vorgelagerte Mundhöhle greift diejenigen Obertöne verstärkt heraus, welche ihrer eigenen Resonanz am nächsten liegen, und strahlt sie besonders kräftig in die Umgebung ab. Die Tonhöhe der Eigenresonanz der Mundhöhle ist durch diejenige Mundstellung definiert, welche für den betreffenden Vokal charakteristisch ist, so entspricht jedem Vokal ein bestimmter und in seiner absoluten Höhe fester Tonbereich der Formant.

Sämtliche Vokalklänge lassen sich in der eben skizzierten Weise als erzwungene Schwingungen eines Resonanzsystemes (Kehlkopf, Rachen, Mundhöhle), welche von einer einzigen Schallquelle: dem Stimmband, angeregt werden, erklären.

Die Untersuchungen stimmhafter Konsonanten zeigten, daß selbst diese Sprachlaute, die den Vokalen so eng verwandt sind, daß man sie vielfach als Halbvokale bezeichnet findet (*L*, *M*, *N*, *R*), physikalische Eigenschaften besitzen, welche sie von den Vokalklängen prinzipiell unterscheiden. Die genauere Betrachtung der Konsonantenklangbilder (Oszill. 2 und 4) zeigt nämlich, daß die Einzelperioden nicht mehr streng identisch wiederkehren, die den tieferen Komponenten aufgesetzte Feinstuktur ist deutlich unharmonisch: die feineren Kräuselungen gehen in den großen Wellen nicht mehr ganzzahlig auf. Das Auftreten mehrerer voneinander unabhängiger Teilfrequenzen können wir uns nur dann erklären, wenn wir annehmen, daß bei der Bildung eines derartigen „Klanggemisches" auch mehrere voneinander völlig unabhängige Schallquellen beteiligt sind. Als erste und wichtigste Schallquelle bleibt natürlich das Stimmband bestehen, wieder werden die der Eigenresonanz der Mundhöhle benachbarten Teiltöne durch Resonanzwirkung entsprechend der Helmholtzschen Resonanztheorie verstärkt hervorgehoben und in die Umgebung abgestrahlt. Überdies treten aber noch die natürlichen Hohlräume des Mundes, des Rachens und der Nase selbst als Schallquellen auf, indem sie in ihrer Eigenfrequenz durch Anblasen betätigt werden. Man kann diesen Übergang vom Vokal zum Konsonant experimentell auch dadurch prüfen, daß man einen Vokal mit reichlicher Beigabe von wilder Luft singen läßt. Dann ist dieser Luftstrom in der Lage, die natürlichen Hohlräume in ihrer Eigenfrequenz selbst anzublasen (Oszillogramm 3, Vokal *A* mit wilder Luft.) Die feinere Struktur der beiden mittleren Perioden zeigt wesentliche Abweichungen von der Periodizität. Auch ruft die Querschnittsverringerung des Mundes bei der Einstellung zur Konsonantenbildung eine Geschwindigkeitsvergrößerung des austretenden Luftstromes hervor. Es kann sich ein radialer Druckradient von den benachbarten Hohlräumen herausbilden, der Anblaseeffekt tritt ein. Die beiden folgenden schematischen Zeichnungen mögen dies zeigen.

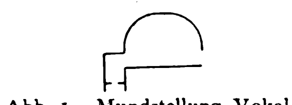


Abb. 1. Mundstellung Vokal.

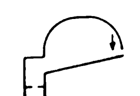
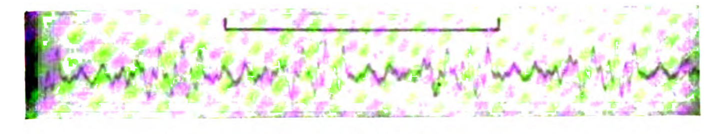


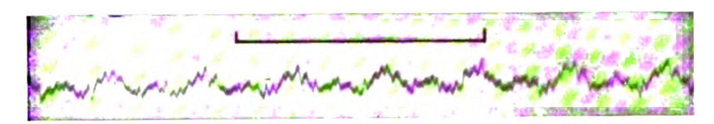
Abb. 2. Mundstellung Konsonant.

Über die Lage der in der Sprache vertretenen Tonbereiche sei hier nur bemerkt, daß zur Sprachbildung im allgemeinen der Bereich von etwa 50—5000 sec^{-1} herangezogen wird, höher hinauf reichen im wesentlichen nur Komponenten der schärfsten Zisch- und Explosivlaute (*S*, *F* und *T*). Eine scharfe Differenzierung dieser Laute tritt erst oberhalb von 5000, in der Gegend von 7000 ein. Es sei bemerkt, daß der Bereich zwischen 50 und 5000 auch die für die Charakterisierung der persönlichen Klangfarbe maßgebenden Tonbereiche, abgesehen von der obenerwähnten Einschränkung, enthält.

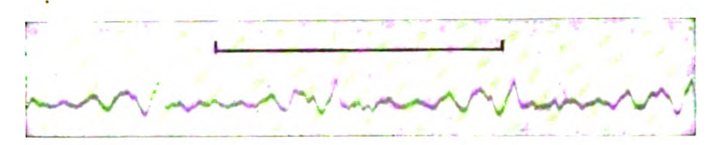
Die Methode der objektiven Klangaufzeichnung wurde nun auch dazu benutzt, ein objektives



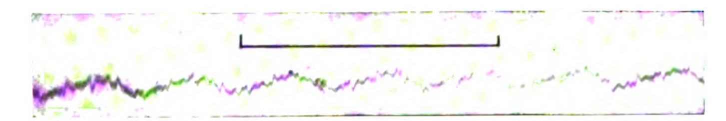
Oszill. 1. Vokal *A* 185 s^{-1}.



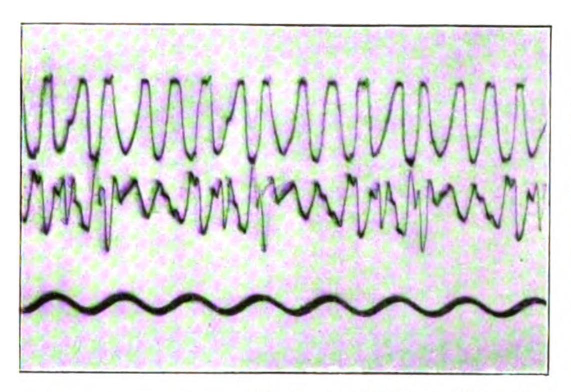
Oszill. 2. Konsonant *L* 264 s^{-1}.



Oszill. 3. Vokal *A* „mit wilder Luft“ 161 s^{-1}.



Oszill. 4. Konsonant *M*, mittlere Grundfrequenz etwa 248 s^{-1}.

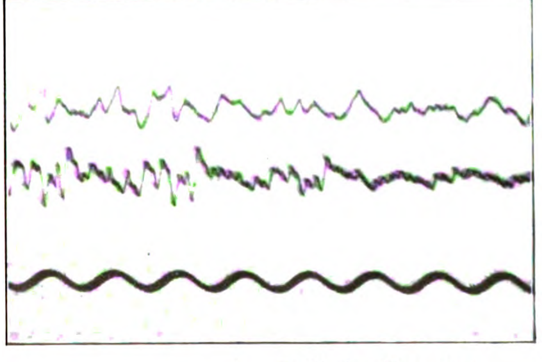


Elektromagnetischer Trichterlautsprecher.

Natürlicher Klang.

425 s^{-1}.

Oszill. 5. Vokal *A* 186 s^{-1}.



Elektromagnetischer Trichterlautsprecher.

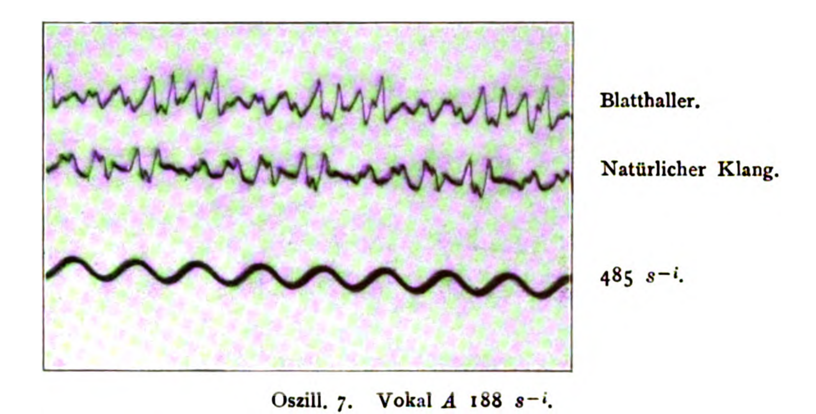
Natürlicher Klang.

435 s^{-1}.

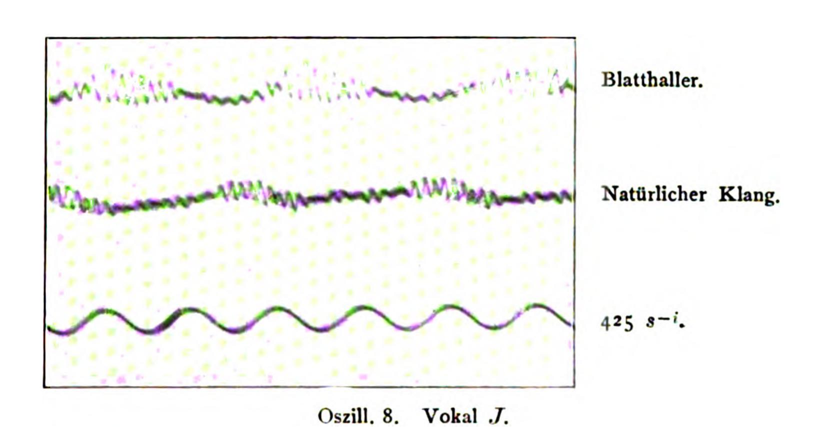
Oszill. 6. *R* uvulare.

H. Riegger und F. Trendelenburg.

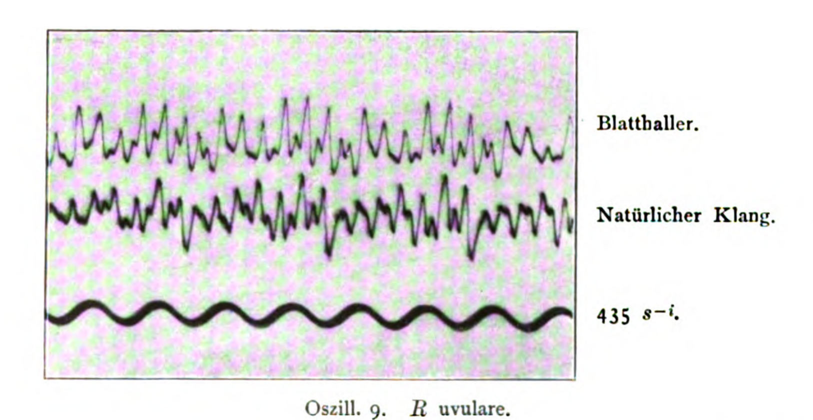
Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig.



Oszill. 7. Vokal *A* 188 s^{-1}.



Oszill. 8. Vokal *J*.



Oszill. 9. *R* uvulare.

Bemerkung: Der zeitliche Anfang der Kurven befindet sich rechts, das Ende links.

H. Riegger und F. Trendelenburg.

Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig.

Urteil über die Güte einer Lautsprecherübertragung zu gewinnen. Über diese Lautsprecheruntersuchungen soll jetzt berichtet werden.

2. Lautsprecheruntersuchung.

Zunächst möge die Untersuchung eines gewöhnlichen elektromagnetischen Trichterlautsprechers behandelt werden.

Ein Kondensatormikrophon steuert den in einem zweiten Raum aufgestellten Lautsprecher, die Amplitude des Aufnahmekondensatormikrophons wird oszillographisch registriert, das Klangbild des auf das Kondensatormikrophon primär fallenden Schalles wird also aufgezeichnet. In dem Lautsprecherraum steht ein zweites, dem ersten identisches Kondensatormikrophon, welches das Klangbild des von dem Lautsprecher reproduzierten sekundären Schalles mit einer zweiten Oszillographenschleife aufzeichnet. Der Vergleich der Klangbilder dieser beiden gleichzeitig registrierten Klänge gibt uns den objektiven Aufschluß über das Arbeiten der zur Übertragung und Wiedergabe benutzten Anordnung. Das Kondensatormikrophon arbeitet als qualitativ und quantitativ richtiger Schallschreiber, seine Amplitude ist im Sprachgebiet proportional der Amplitude des Druckes. Der Vergleich der Klangbilder des primären und des sekundären Klanges gibt somit das Urteil über die Güte des Lautsprechers selbst. Die am Trichterlautsprecher gewonnenen Ergebnisse zeigen die Oszlilogramme 5 und 6. Auf Bild 5 zeigt der Lautsprecherklang nahezu ausschließlich den A-Formant bei 900 sec^{-1} (Trichter- und Membranresonanz), während er sowohl die tieferen Teiltöne wie auch die feinere Struktur der persönlichen Klangfarbe nahezu völlig vernachlässigt. Bild 6 (R uvulare) zeigt ähnlichen Befund.

Noch deutlicher wird das Ergebnis, wenn wir die durch Analyse gewonnene Klangverteilung des Oszillogramms 5 (Vokal A) betrachten, die in dem folgenden Diagramm dargestellt sind.

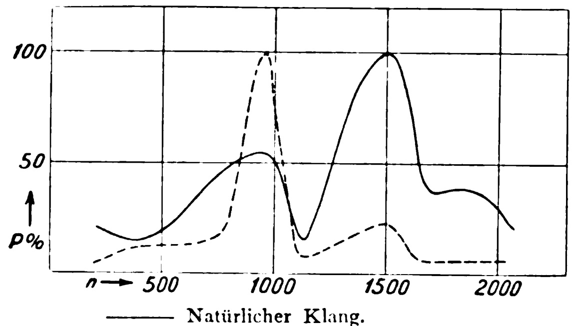


Abb. 3. Klangverteilung des Vokal A mit elektromagnetischem Trichterlautsprecher.

Wir wollen nun einige Ergebnisse besprechen, die an dem im vorigen Jahr in Innsbruck theoretisch behandelten und auch vorgeführten elektrodynamischen Lautsprecher mit großer, tief abgestimmter Membran (dem Blatthaller) gewonnen wurden (Oszill. 7 bis 9).

Hier zeigt sich eine sehr befriedigende Übereinstimmung des primären und sekundären Klangbildes, gewisse Unterschiede sind natürlich durch die bei den beiden Klangbildern verschiedenen Phasen der einzelnen Teiltöne bedingt. Es sei jedoch daran erinnert, daß die Phasenverhältnisse für die subjektive Klangwahrnehmung bedeutungslos sind. Das Diagramm der Klangverteilung zeigt den objektiven Befund noch besser, nur sind im Blatthaller die tiefsten Lagen bevorzugt, die relative Steigerung der Druckamplitude beträgt etwa 2:1, also einen Wert, der sich bei der logarithmischen Empfindlichkeit des Ohres nur in sehr geringem Maße als störend bemerkbar macht.

Aus den objektiven Güteprüfungen geht hervor, daß der Blatthaller einen Lautsprecher darstellt, dessen Lautwiedergabe sich der Wirklichkeit gut annähert. Bei den Versuchen[3]), die wir mit dem Blatthaller als Wiedergabeorgan und dem Kondensatormikrophon als Schallempfänger durchführten, und bei den praktischen Lautsprecherübertragungen von Sprache und Musik machten wir einige Beobachtungen akustischer und physiologischer Natur, über die wir im folgenden berichten möchten.

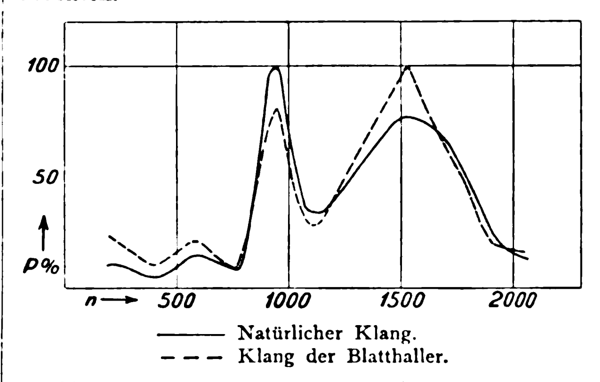


Abb. 4. Klangverteilung des Vokal A mit Blatthaller.

3. Erfahrungen beim Einsatz von Lautsprechern.

Bei Lautsprecherübertragungen ist das Gehör zunächst auf die Raumakustik dies Wiedergaberaumes allein eingestellt, denn die Raumakustik dieses Raumes kann es auf Grund früherer empirischer Erfahrungen einschätzen. Superponiert sich nun zu dieser Raumakustik der Einfluß der Akustik des Aufnahmeraumes, denn dieser wird natürlich durch das Aufnahmemikrophon mit aufgenommen, so empfindet das Gehör diesen Einfluß als be-

[3]) An diesen Versuchen war Herr Hermann Backhaus in reichem Maße beteiligt.



sonders störend und unnatürlich, es ist ihm ja diesmal nicht bekannt, welchen Einfluß die räumliche Schallwirkung auf die Klangbildung dort ausübt. So hat es sich für gute Lautsprechervorführungen als unumgänglich notwendig herausgestellt, Räume zu verwenden, deren Begrenzungsflächen akustisch stark absorbieren, so daß der Einfluß der Raumakustik möglichst zurückgedrängt wird; es sei darauf hingewiesen, daß man die Räume auch tunlichst groß wählt, da sonst die ungestörte Klangwirkung der Musikinstrumente oder der menschlichen Stimme durch die Nähe schallabsorbierender Mittel beeinträchtigt wird.

Der Kopfhörer oder ein Trichterlautsprecher sind gegen die Einflüsse der Raumakustik des Aufnahmeraumes unempfindlicher — die Annäherung an das Natürliche ist an sich weit geringer, dadurch werden die raumakustischen Störungen psychologisch weniger oder gar nicht empfunden. So kann auch z. B. für Kopfhörerübertragung ein gewisser raumakustischer Resteffekt des Aufnahmeraumes natürlicher klingen, da hier ja die raumakustische Beeinflussung an der Wiedergabestelle völlig fehlt.

Eine zweite Frage ist diejenige der absoluten Intensität. Darf die Intensität der Lautsprecherwiedergabe von der Intensität des Originalklanges erheblich abweichen? [4])

Hier gibt der Versuch Auskunft: steigert man z. B. die Intensität der durch einen guten Lautsprecher wiedergegebenen menschlichen Sprache über die natürliche Intensität hinaus, ohne am relativen Verhältnis der einzelnen Teiltöne etwas zu ändern, so nimmt die Sprache einen merklichen dumpfen Klangcharakter an. Der Grund hierfür liegt in den Eigenschaften des Trommelfells, das ein Schwingungssystem darstellt, dessen Direktionskraft nicht konstant ist, es treten in der Direktionskraft Glieder auf, welche von der Amplitude abhängig sind. Von einem derartigen Schwingungssystem werden beim Auftreffen mehrerer Frequenzen Schwingungen ausgeführt, deren Schwingungszahl sich durch lineare Kombination der ursprünglichen Frequenzen bestimmt (Kombinationstöne). Schon H. von Helmholtz hat gezeigt, daß unter diesen Kombinationstönen der Differenzton besonders stark auftritt, überdies ergibt seine Theorie der Kombinationstöne, daß die Amplitude dieser Töne mit $f_p \cdot f_q$ proportional ist, wenn f_p bzw. f_q die angreifenden Kräfte der auf den Empfänger treffenden Frequenzen p bzw. q sind. Bei Steigerung von f_p und f_q wächst also $f_p \cdot f_q$ entsprechend stärker. Der Klang erhält subjektiv einen ausgesprochen dumpfen Charakter, der auch dadurch verstärkt wird, daß immer neue Kombinationstöne, die vorher gar nicht wahrgenommen wurden, über den Schwellenwert der Gehörempfindung hinauswachsen.

Das Gesagte möge genügen, die Wichtigkeit der absoluten Intensitätsübereinstimmung bei Lautsprechervorführungen zu zeigen. Nun wollen wir noch kurz einen weiteren Punkt besprechen, der sich aus der Betrachtung des Richtungssinnes der Gehörempfindung ergibt. Die Richtungswahrnehmung des Gehörs besteht bekanntlich darin, daß ein Gangunterschied zwischen den die beiden Ohren treffenden Schallreizen scharf empfunden wird. Die Abbildung möge dies zeigen.

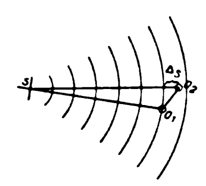


Abb. 5. Richtungsempfindlichkeit der Gehörempfindung.

Liegt die Schallquelle nicht auf dem Mittellot der Verbindungslinie beider Ohren, so empfindet das Gehör einen Gangunterschied, da die Schallwelle nicht zu gleicher Zeit an beiden Ohren eintrifft. Der Schwellenwert dieser Richtungsempfindlichkeit liegt nach den Untersuchungen von Hornbostel und Wertheimer bei dem Wert

$$\Delta_s = 0{,}5 \text{ bis } 1 \text{ cm}.$$

Der angegebene Wert zeigt, daß der Richtungssinn außerordentlich empfindlich ist. Aus diesem Grunde müssen Unterschiede in der Schallwellenkonfiguration gegenüber dem Schallfeld des natürlichen Klanges auch subjektiv gut empfunden werden. So wird z. B. die Klangempfindung bei Orchesterspiel, bei dem die einzelnen Schallquellen naturgemäß räumlich auseinanderliegen, anders sein, als bei einer auch noch so vollendeten Wiedergabe, die von einem einzigen Lautsprecher herrührt. Es kommt natürlich nicht in Frage, mehrere Lautsprecher, die jeder nur von einem einzigen Instrument besprochen werden, und dem Originalorchester entsprechend räumlich verteilt sind, einzusetzen. Es läßt sich auch umgekehrt einsehen, daß die Sprachwiedergabe durch einen Lautsprecher mit flächenhaft verteilter Schallquelle so lange unnatürlich wirken muß, als der Gangunterschied zwischen der vom Lautsprecher hervorgebrachten genähert ebenen Welle gegenüber der von der natürlichen Schallquelle stammenden Kugelwelle größer ist als der oben angegebene Schwellenwert.

[4]) Unabhängig von uns wurde auf diese Frage auch von anderer Seite hingewiesen vgl. L. C. Pocock, Reproduktion in Radio, Some Conditiones essential for Faithfulness Electrician **93** (1924), 411—412. (Referat von J. Zenneck im Jahrb. f. drahtl. Tel. **25**, Heft 5, 1925, 144.)

Zusammenfassung.

Es werden einige neuere Untersuchungen besprochen, die mit der Methode der Klangaufzeichnung mittels des Kondensatormikrophons über die physikalischen Eigenschaften der Sprachklänge durchgeführt wurden. Insbesondere werden auch Ergebnisse über objektive Lautsprecheruntersuchungen nach dieser Methode mitgeteilt. Die Klanggüte des elektrodynamischen Lautsprechers (Blatthallers), wird objektiv geprüft und mit der Güte eines gewöhnlichen elektromagnetischen Trichterlautsprechers verglichen.

Es werden Tatsachen akustischer und physiologischer Natur mitgeteilt, die beim Einsatz von Lautsprechern beobachtet wurden.

(Eingegangen am 3. Oktober 1925.)

Über die Plastizität des Tones.

Von Alex von Baranoff.

(Hierzu Tafel XXIV.)

(Fortsetzung und Schluß aus Nr. 2.)

§ 8. Integration des rotationssymmetrischen Falles.

Es soll sich im folgenden um die axiale Druckbeanspruchung einer zylindrischen dünnen plastischen Schicht handeln. Die zylindrischen Druckkomponenten mögen p_z, p_r, p_t und τ heißen. Der Ansatz, der uns hier zur Lösung verhilft, geht von der Voraussetzung aus, daß die Druckkomponenten infolge der geringen Höhe der plastischen Schicht lediglich Funktionen des Radius sind, daß ferner die geringe Neigung der Mohrschen Geraden und die hohen Spannungsbeträge es gestatten, Spannungsmittelwerte einzuführen und dieselben den entsprechenden Hauptspannungen gleichzusetzen. Es ist unter diesen Umständen

$$p_z = \frac{2A}{1-B} + \frac{1+B}{1-B} \cdot p_r, \tag{14}$$

wo B wie in § 1 der Sinus des Mohrschen Neigungswinkels ist. Wir setzen ferner überall

$$p_r = p_t,$$

nehmen also in den Ebenen senkrecht zur Symmetrieachse einen hydrostatischen Spannungszustand an. An der oberen und unteren Grenze der plastischen Schicht sei nun entweder, wenn diese auf der Druckplatte gleitet,

$$\tau = \mu p_z,$$

wo μ den Reibungskoeffizienten bedeutet, oder, wenn sie haftet,

$$\tau = \frac{p_z - p_r}{2} \cdot \cos\vartheta,$$

d. h. gleich der Schubfestigkeit an der betreffenden Stelle. Es wird dabei jedesmal der absolut kleinere Wert von τ gelten.

Die Gleichgewichtsbedingung an einem Raumelement von der Höhe h lautet bekanntlich

$$d(p_r \cdot r) - p_t\,dr + \frac{2\tau}{h} \cdot r\,dr = 0.$$

Setzen wir zur Abkürzung

$$\frac{2A}{1-B} = c; \qquad \frac{1+B}{1-B} = \varkappa,$$

so lautet die Gleichgewichtsbedingung unter Berücksichtigung der Plastizitätsgleichung (14)

$$\frac{dp_r}{c + \varkappa p_r} = -\frac{2\mu}{h}\,dr$$

bzw.

$$\frac{dp_r}{c + (\varkappa - 1)p_r} = -\frac{2\sqrt{\varkappa}}{1+\varkappa} \cdot \frac{dr}{h}.$$

Eine Quadratur (wobei die Konstante dnrch die Bedingung $p_r = 0$ für $r = r_0$ bestimmt ist) liefert

$$p_r = \frac{c}{\varkappa}\left(e^{\frac{2\mu\varkappa}{h}(r_0 - r} - 1\right)$$

bzw.

$$p_r = \frac{c}{\varkappa - 1}\left(e^{\frac{2\sqrt{\varkappa}}{h}\frac{\varkappa-1}{\varkappa-1}(r_0 - r)} - 1\right) \tag{15}$$

§ 9. Diskussion der Lösung.

Gemäß § 8 ist

a) $\tau = \mu c + \mu\varkappa p_r$

oder

b) $\tau = \dfrac{c\sqrt{\varkappa}}{1+\varkappa} + \sqrt{\varkappa}\,\dfrac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1}\,p_r.$

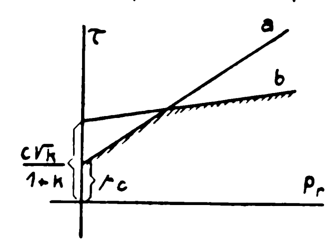


Abb. 9. Schubspannungen in Randnähe.

Trägt man τ als Funktion von p_r auf, so können drei Fälle eintreten:

1. Fall:

$$\frac{\sqrt{\varkappa}}{1+\varkappa} > \mu > \frac{\varkappa - 1}{\sqrt{\varkappa}(\varkappa + 1)},$$

die Geraden schneiden sich bei

$$p_r = \frac{c\left(\dfrac{\sqrt{\varkappa}}{1+\varkappa} - \mu\right)}{\mu\varkappa - \sqrt{\varkappa}\,\dfrac{\varkappa - 1}{\varkappa + 1}}.$$

Für kleinere p gilt Lösung a, für größere p Lösung b.

2. Fall:

$$\mu \geqq \frac{\sqrt{\varkappa}}{1 + \varkappa},$$

die Geraden schneiden sich nicht, es gilt nur Lösung b.

3. Fall:

$$\mu \leqq \frac{\varkappa - 1}{\sqrt{\varkappa}(\varkappa + 1)},$$

die Geraden schneiden sich auch nicht, und es gilt nur Lösung a.

§ 10. Der freie Rand.

Da wir in dem praktisch wichtigen Falle der rotationssymmetrischen Druckverteilung lediglich über die Spannungsmittelwerte gewisse Kenntnis besitzen, so sei hier, um über die Randbedingungen am freien Rande Klarheit zu gewinnen, die Mittelwertlösung auch für den ebenen Fall angegeben, da dieser einen Vergleich mit der genaueren Lösung gestattet.

Durch einen, dem in § 8 verwendeten ähnlichen Ansatz, wobei

$$\sigma_y = c + \varkappa \sigma_x$$

ist, erhält man

$$\sigma_y = \frac{c}{\varkappa - 1}\left[\varkappa e^{\frac{\varkappa - 1}{2} \cdot \cos\vartheta\left[\frac{x}{h} - \operatorname{tg}\left(45 - \frac{\vartheta}{2}\right)\right]} - 1\right] \quad (16)$$

Für $x = h \cdot \operatorname{tg}\left(45 - \frac{\vartheta}{2}\right)$, also für die Spitze C des plastisch undeformierten Dreiecks ABC, (wir vergleichen die vorliegende Lösung mit der des § 7 im Mittelschnitt $\varphi = 0$) wird $\sigma_y = \sigma_d$. Für kleinere Werte von x behält σ_y gemäß den Überlegungen des § 7 diesen Wert der Druckspannung bei.

Um nun die von den Druckplatten auf der Breite b übertragene Kraft P zu bestimmen, erscheint folgender Ansatz als sehr plausibel:

$$P = b\left[\sigma_d \cdot h \operatorname{tg}\left(45 - \frac{\vartheta}{2}\right) + \int\limits_{2\operatorname{tg}\left(45 - \frac{\vartheta}{2}\right)}^{x_1} \sigma_y \, dz\right],$$

wo b die Breite der Schicht bedeutet, und σ_y der Gleichung (16) zu entnehmen ist.

Es liegt nun nahe zu vermuten, daß für den rotationssymmetrischen Fall ein ähnlicher Ansatz gestattet ist. In einem Ring, dessen Dicke von der Größenanordnung h ist, herrscht

$$p_z = p_d = \frac{2A}{1 - B}.$$

Erst von da an steigt p_z gemäß Formel (14) und (15) an, wobei r_0 der innere Radius des Ringes ist.

§ 11. Das Kraftintegral.

Berücksichtigt man das über die Grenzbedingnngen am freien Rande in § 10 Gesagte nicht (und es empfiehlt sich aus Gründen der größeren Einfachheit zunächst so zu verfahren), so ist die Gesamtkraft, die von den Druckplatten übertragen wird,

$$P = \int\limits_0^{r_0}\int\limits_0^{2\pi} p_z \cdot r\,dr\,d\varphi, \quad (17)$$

wo r_0 den äußeren Radius bedeutet. Das liefert im Fall b

$$\left.\begin{aligned} P = \frac{\pi c}{(\varkappa - 1)^3}\Bigg[&\frac{(\varkappa + 1)^2}{2} \\ &\cdot h^2\left(e^{\frac{2\sqrt{\varkappa}}{h}\cdot\frac{\varkappa - 1}{\varkappa - 1}\cdot r_0} - 1\right) \\ &- \sqrt{\varkappa}(\varkappa^2 - 1)\,h_{r_0} - (\varkappa - 1)^2 r_0^2\Bigg] \end{aligned}\right\} \quad (17a)$$

und im Fall c

$$P = \frac{\pi c h}{\mu\varkappa}\left[\frac{h}{2\mu\varkappa}\left(e^{\frac{2\mu\pi r_0}{h}} - 1\right) - r_0\right]. \quad (17b)$$

Ist nun aber die Höhe nicht sehr klein, so wird der Eiufluß des Ringes mit $p_z = p_d$ spürbar. Gleichung (17) liefert offenbar zu große Werte.

Es sei jetzt r_0 der innere Radius des Ringes, $r_0 + d$ dessen äußerer Radius. In diesem Fall ist

$$P = \int\limits_0^{r_0 + d}\int\limits_0^{2\pi} p_z \cdot r\,dr\,d\varphi + 2\pi \cdot d \cdot r_0 \cdot \beta \cdot p_d, \quad (18)$$

wobei d von der Größenordnung h ist, und β eine Konstante, die der Unsicherheit des Ansatzes Rechnung trägt. In dieser Gleichung wird das zweite Glied rechts mit wachsendem d gegenüber dem ersten immer mehr bemerklich.

II. Teil. Plastische Druckversuche.

§ 12. Versuchskörper und Versuchsanordnung.

Die uns bei der Durchführung der Versuche leitenden Gesichtspunkte waren physikalischer und nicht etwa technisch-keramischer Natur. Es lag uns also in erster Linie nicht daran, die Plastizität in quantitativer Abhängigkeit von der gegebenen Beschaffenheit des Tones (chemische Zusammensetzung, Korngröße, Feuchtigkeitsgehalt) zu bestimmen, sondern überhaupt erst nachzuweisen, daß die von uns gegebene Definition zur Charakterisierung des plastischen Tones hinreicht.

Die Versuche wurden durchweg an einer Tonsorte[10]) bzw. am Gemenge aus diesem Ton und

[10]) Der uns von den Deutschen Ton- und Steinzeugwerken in freundlicher Weise kostenlos und in besonders

kalibriertem Quarzsand von 0,5 mm Durchmesser ausgeführt, beidemal mit Wasser als Bindeflüssigkeit. Ein Umstand ist es, der den Ton zur Verwendung beim Druckversuch besonders geeignet macht: das ist seine große Weichheit. Dadurch ist bedingt, daß seine Elastizitätsgrenze bei kleinen Schubspannungen, seine Plastizitätsgrenze dagegen bei sehr großen Verschiebungen liegt. Dank den bei den Versuchen auftretenden großen Deformationen ist es gestattet, die elastischen Formänderungen zu vernachlässigen; da diese großen Verschiebungen schon bei verhältnismäßig kleinen Kräften entstehen, wird eine etwaige statische Unbestimmtheit zu Beginn des Druckversuchs unwirksam gemacht.

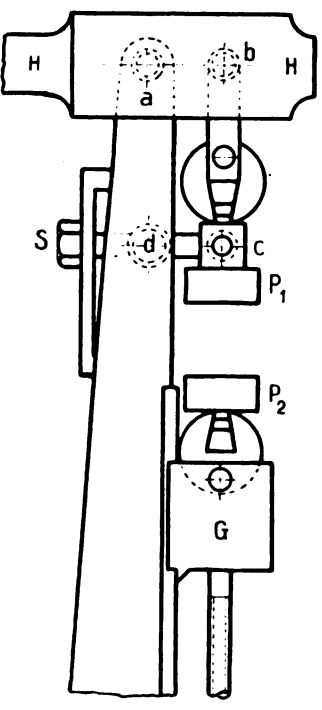


Abb. 10. Teilansicht der Festigkeitsmaschine von Amsler, Laffon & Sohn.

Wir benutzten für den Druckversuch die Festigkeitsmaschine von Amsler, Laffon & Sohn (Schaffhausen), Maximallast 2 t, deren Druckplatten einen Durchmesser von 10 cm hatten. Es wurde hierzu eine Änderung an der Führung der Druckplatten vorgenommen, die eine Parallelführung derselben herbeiführte. Abb. 10 zeigt eine Teilansicht der benutzten Festigkeitsmaschine. Die obere Druckplatte P_1 ist an dem Glied bc des Parallelogramms $abcd$ befestigt, so daß sie bei Bewegungen des Hebels HH an einer Drehung gehindert ist. Die bei einer Bewegung auftretende Horizontalkomponente ist klein von höherer Ordnung. Die Gelenke bei a, b, c und d waren mit Kugellagern versehen. Die Schraube S ermöglichte eine genaue Vertikaleinstellung der Seite bc.

§ 13. Die statische Methode.

Es handelt sich hierbei um den axialen Druckversuch eines zylindrischen Probekörpexs, wie er in § 8 theoretisch untersucht worden ist. Wie bereits bei der Diskussion der Lösungen in § 9 erwähnt wurde, hängt es von den Grenzbedingungen an den Druckplatten ab, welche der Lösungen effektiv wird. Um das Rechnen mit dem vorerst unbekannten Reibungskoeffizienten zwischen Ton und Druckplatte zu vermeiden, waren wir bestrebt, die Grenzbedingungen so zu gestalten, daß nur die Lösung 16b in Frage kam. Das ließ sich aber dadurch erreichen, daß man die Rauhigkeit der Druckplatten soweit steigerte, daß eine äußerste Schicht des Tones an ihnen festgehalten wurde. Es entstand infolgedessen nur dann ein Gleiten daselbst, wenn die Schub-

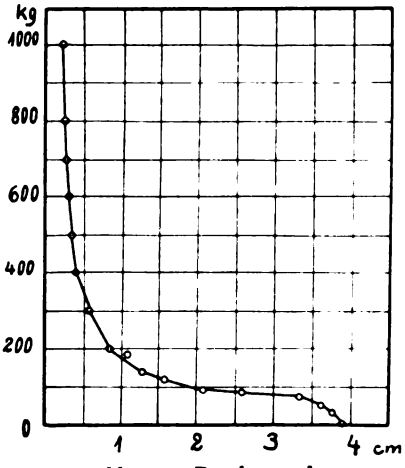


Abb. 11. Druckversuch.

festigkeit überschritten wurde. Selbstverständlich wurde die an den Platten haftende Schicht als nicht zum Probekörper gehörig gerechnet. Die erforderliche „unendliche Reibung" erreichten wir dadurch, daß wir zwischen Druckplatten und Probekörper Schmirgelpapier legten. Um den Durchmesser des Probekörpers konstant zu halten, wurde das über den Rand der Druckplatte hinausgepreßte Material stets abgestreift. Der Versuch wurde nun so vorgenommen, daß die jeweilige Höhe h, bei der eine bestimmte Last P sich im Gleichgewicht befand, gemessen wurde. Wir erhielten auf diese Weise Kurven

$$P = f(h),$$

deren eine in Abb. 11 wiedergegeben ist. Es ist zu bemerken, daß der zeitliche Beginn des Ver-

guter Qualität zur Verfügung gestellte Edelton aus der Grube „Graf Zinzendorf" enthielt

Quarz	4,3 %
Feldspat . . .	0,4
Tonsubstanz . .	95,4.

suches sich rechts befindet. Bei diesen Kurven lassen sich stets deutlich zwei Abschnitte unterscheiden, die ober- bzw. unterhalb des Wendepunktes liegen. Im ersten Abschnitt steigt die Last zunächst schnell an, worauf ein starkes Fließen einsetzt. Die von uns bei der Herleitung der Formeln in § 7 gemachten Voraussetzungen treffen erst für den zweiten Teil zu. Die Vorgänge im ersten Teil — elastische Formänderung und Übergang zum plastischen Zustand — sind recht verwickelter Natur und einer mathematischen Analyse vorläufig nicht zugänglich. In der auf den zweiten Teil der Kurve anwendbaren Gleichung (17) des § 11 (wir sehen von der Korrektur der Gleichung (18) zunächst ab) kommen die Größen c und k als Parameter vor. Zwecks ihrer Berechnung entnehmen wir der gemessenen Kurve zwei Punkte. Die sich hieraus ergebenden zwei Gleichungen ermöglichen die Berechnung von c und $\varkappa$. Ein auf diese Weise vorgenommener und ausgewerteter Versuch hatte

$$\varkappa = 1{,}115 \text{ kg/cm}_2,$$

$$c = 0{,}403$$

Abb. 12. ——— berechneter Kraftverlauf
· · · · gemessene Werte.

ergeben. Mit Hilfe dieser Parameterwerte sind dann andere Punkte der Kurve berechnet worden. Ihr Verlauf und die gemessenen Punkte sind aus Abb. 12 zu ersehen. Die Übereinstimmung ist eine durchaus gute. Es ist aber bemerkenswert, daß die Lage der gemessenen Punkte relativ zur berechneten Kurve allgemein keine statistische ist: Es zeigen sich vielmehr systematische, wenn auch kleine Abweichungen. Und zwar stimmen für $P = 500$ und $P = 100$ kg beide Kurven überein (diesen Stellen sind die der Auswertung zugrunde gelegten Werte entnommen worden), zwischen diesen Stellen liegen die gemessenen Punkte insgesamt rechts, oberhalb und unterhalb liegen sie links von der gerechneten Kurve. Man kann diese Abweichungen dahin deuten, daß der Parameter $\varkappa$ nicht konstant ist, sondern für große Drücke kleiner wird, die Mohrsche Kurve also zur σ-Achse hin konkav ist: eine Annahme, die physikalisch durchaus plausibel ist. Trotzdem liefert die Annahme einer geraden Mohrschen Kurve eine gute Näherung: wir schließen daraus, daß die Krümmung der Mohrschen Kurve sehr gering sein muß. Berücksichtigen wir nun die Form der Gleichung (18), so ist klar, daß bei ihrer Verwendung die oben erwähnte systematische Abweichung der gemessenen Punkte noch größer wird. Wir wollen weiterhin keinen Gebrauch von der Gleichung (18) machen, da ihre Auswertung gegenüber der Gleichung (17) bedeutend verwickelter ist, sondern wollen uns mit dieser Bemerkung begnügen.

Um die plastischen Eigenschaften der Probekörper systematisch zu ändern, haben wir sie aus den drei Bestandteilen: Ton, Quarzsand und Wasser in verschiedenen Verhältnissen derselben hergestellt. Trotzdem der Ton durchaus nicht aus Körnern gleicher Größe besteht, so sind diese gegenüber den Sandkörnern des von uns verwandten Sandes immerhin verschwindend klein, und es hat einen Sinn, diese Masse durch das Verhältnis Ton : Sand zu kennzeichnen. Das äußerst hygroskopische Tonpulver wurde etwa 30 Stunden bei 110° getrocknet und sodann in genau abgewogener Menge mit dem Sande vermischt und mit Wasser zu einer bildsamen Masse geknetet. Der Wassergehalt wurde erst nachträglich durch Wägung eines feuchten und sodann gründlich im elektrischen Trockenofen bei 110° getrockneten Klumpens ermittelt. Die nachfolgende Tabelle enthält die Zusammenstellung einiger Versuchsergebnisse, wobei auch die berechneten Plastizitätskonstanten mit angeführt sind.

Es hat sich als nicht zweckmäßig erwiesen, mit Anfangshöhen von mehr als etwa 3—4 cm zu beginnen, oder auf Lasten von über 800 kg hinaufzugehen. Im ersten Fall wird die Plastizitätsgrenze leicht durch Rissebildung im Probekörper überschritten. Durch zu große Lasten andererseits wird der Körper merklich inhomogen gemacht, indem die Bindeflüssigkeit nach Stellen niederen Druckes abströmt.

§ 14. Das Zustandsdiagramm des plastischen Tones.

Die Ergebnisse der mitgeteilten Versuche lassen sich sehr anschaulich in einem Diagramm wiedergeben. In einem gleichseitigen Dreieck ist bekanntlich die Summe der senkrechten Abstände aller Punkte von den drei Seiten konstant. Stellt somit jede solche Höhe den prozentualen Anteil einer der drei Komponenten: Ton, Sand und Wasser dar, aus denen der Probekörper besteht, so ist jeder Zusammensetzung derselben ein Punkt im Dreieck zugeordnet. Das so abgebildete

Tabelle.

Nummer des Versuches	1	2	3	4	5	6	7
Verhältnis Ton : Sand	1 : 0	1 : 0	1 : 1	1 : 1	1 : 1	1 : 3	0 : 1
Wassergehalt in Prozent	27,7	33,8	18,2	19,4	20,3	14,6	13,8
c	0,50	0,24	0,45	0,40	0,24	0,15	0,00
x	1,14	1,10	1,15	1,15	1,10	2,70	3,0
Lasten P (kg)				Höhen in (cm)			
20 kg	—	2,26	—	—	2,54	2,75	1,46
40	2,96	1,32	—	2,33	1,51	2,42	—
60	2,75	0,92	2,47	1,92	1,61	—	1,12
80	2,33	0,72	1,79	1,60	—	1,94	1,05
100	1,82	0,59	1,54	1,35	0,68	1,82	0,94
150	1,20	0,42	1,07	0,97	0,48	1,56	—
200	0,86	0,33	0,83	0,76	0,40	1,34	0,82
300	0,58	0,21	0,54	0,52	0,28	1,21	0,74
400	0,44	0,16	—	0,39	0,16	1,15	0,69
500	0,35	0,13	0,34	0,31	0,13	1,12	0,65
600	0,31	0,11	—	0,29	0,11	1,09	0,63
700	0,28	0,10	0,32	0,24	0,11	—	0,60
800	0,26	0,10	—	—	—	0,99	0,60
900	0,23	0,10	—	0,22	0,10	—	0,58

plastische Gebiet wird von dee Plastizitätsgrenzen begrenzt, und zwar sind diese für jedes Mischungsverhältnis von Ton und Sand durch das Minimum und Maximum der Flüssigkeitsmenge gegeben, bei denen die bildsamen Eigenschaften zu bestehen aufhören. Das Maximum der Flüssigkeitsmenge ist dann erreicht, wenn die festen Körner nur mehr in ihr isoliert schwimmen (der Kapillardruck

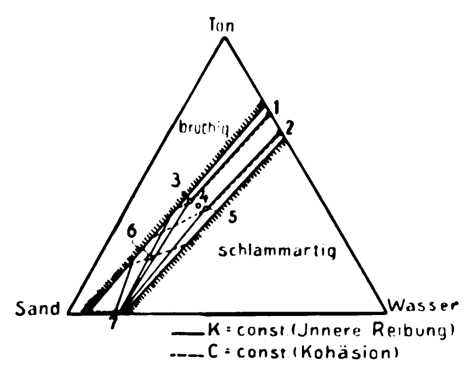


Abb. 13. Das Diagramm des Tones.

gleich Null ist). Die Reibung zwischen den Körnern ist auf Null gesunken, und die Masse befindet sich in einem halbflüssigen schlammartigen Zustand. Das Minimum der Flüssigkeitsmenge ist dann erreicht, wenn eine weitere Abnahme des Wassers nur bei gleichzeitigem Eindringen von Luit vor sich gehen kann. Die Kohäsion hat hier ihr Maximum erreicht, wobei aber dieser Zustand nicht stabil ist, da die durch Lufteindringen gebildeten Risse ein Zerbröckeln der Masse bedingen. Die Lage dieser Grenzen hängt natürlich sehr von der Deformationsgeschwindigkeit ab. Ihre experimentelle Bestimmung ist daher schwierig. In Abb. 13 sind die Versuche 1—7 des § 12 zu einem solchen Zustandsdiagramm zusammengestellt. Es sind ferner die Kurven $c =$ const. und $k =$ const. eingezeichnet. An den Stellen des mageren Tones schneiden sich beide Scharen, während sie bei geringem Zusatz von Sand parallel laufen.

§ 15. Studium der Formänderung.

Bei dieser Methode gingen wir darauf aus, die plastischen Formänderungen direkt zu beobachten. Es kam also darauf an, vor der Deformation ein „Koordinatensystem" im Probekörper anzulegen, welches nach erfolgter Formänderung beim Durchschneiden des Körpers die relativen Verschiebungen sichtbar machte. Wir haben Probekörper aus verschieden gefärbten Tonschichten hergestellt. Durch starken allseitigen Druck in einer durch sie ganz ausgefüllten Form, und bei möglichst weicher Konsistenz der Masse wurde ein Aneinanderhaftenbleiben der Schichten erreicht. Allerdings blieben die Farbgrenzen meist bevorzugte Gebiete für Rissebildung. Der Druckversuch sollte den ebenen Fall realisieren. In Abb. 14 liegen die verschieden gefärbten Schichten parallel zur yz-Ebene. Die Druckrichtung der Platten ist

parallel der y-Achse. Die Länge des Körpers in Richtung z übertraf die in anderen Richtungen, insbesondere diejenige in Richtung y, um ein Vielfaches. Da die xy-Ebene zudem eine Symmetrieebene ist, in der die Schubspannungen verschwinden, so haben wir es mit einer Annäherung an den ebenen Spannungszustand zu tun. Das Durchschneiden eines deformierten Probekörpers erfolgte mit Hilfe eines dünnen Drahtes längs einer festen Führung.

Die Abb. 15 bis 17 geben sechs Durchschnitte durch gedrückte Tonprobekörper wieder. Nur bei Probekörper I haben die Farbgrenzkurven eine

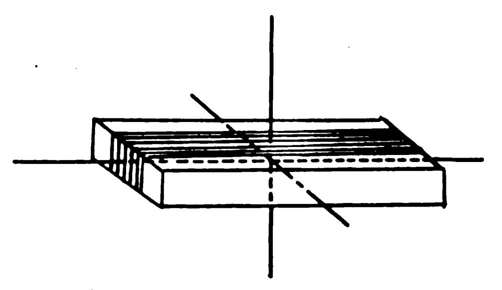


Abb. 14. Das Schichtungsschema der Probekörper.

der in Abb. 5 und 6 angegebenen sehr ähnliche Gestalt. Wie die Probekörper II und III zeigen, ändern sich die Verhältnisse radikal, sobald die Höhen nicht mehr klein sind im Verhältnis zur Länge, sobald also der Einfluß der Ränder nicht zu vernachlässigen ist. Die scharfen Knicke der Farbgrenzkurven zeigen, daß die Fläche in Anwendungsgebiete verschiedener Lösungen zerfällt, eine Eigentümlichkeit, die die Differentialgleichung (1) durchaus zuläßt. Es handelt sich hier um plastisch-undeformierte Gebiete, die entsprechend der Abb. 8 sich an einen freien Rand anschließen.

Die Probekörper V und VI sind in zwei zueinander senkrechten Ebenen geschichtet worden. Die vorliegenden Abbildungen geben keine hinreichend genaue Auskunft über den Verlauf der Grenze zwischen plastischem und nichtplastischem Gebiet.

Zusammenfassung.

In der vorliegenden Arbeit wird ein ebener und ein rotationssymmetrischer Spannungszustand des allgemeinplastischen Gleichgewichts untersucht. Es gelingt, im ersten Fall eine Näherungslösung, im zweiten Fall eine Mittelwertlösung anzugeben.

Die plastischen Druckversuche, die an Probekörpern aus Ton und einem Gemenge aus Ton und Sand vorgenommen worden sind, haben die theoretischen Voraussagen im allgemeinen befriedigend erfüllt.

(Eingegangen am 14. August 1925.)

Über die Untersuchung der Verteilung radioaktiver Substanzen in Tiefbohrungen.

Von J. B. Ostermeier.

Inhalt: Beschreibung von Methoden, die es ermöglichen, die Zerfallsprodukte des Radiums in der Bodenluft und in Bohrproben quantitativ zu bestimmen. Erwägung von Anwendungsmöglichkeiten zur Kontrolle von Tiefbohrungen.

Alle Gesteinsarten, die die Erdrinde zusammensetzen, besitzen in größerem oder geringerem Maße die Fähigkeit, die sie umgebende Luftschicht zu ionisieren vermöge ihres Gehaltes an radioaktiven Substanzen; sie sind als Radium, Thorium und deren Zerfallsprodukte in ihnen enthalten. Die gasförmigen Emanationen wandern mit der Bodenluft teilweise in andere Gesteinsschichten und setzen dort ihre kurzlebigen Zerfallsprodukte ab. Insbesondere längs Gesteinsspalten, Gesteinsgrenzen und Verwerfungen sammeln sich die Emanationen und ihre Umwandlungsprodukte an; man benützt in der angewandten Geophysik die hierdurch an diesen Stellen erhöhte Leitfähigkeit der Bodenluft zur Untersuchung der Lagerung der Gesteinsschichten und zur Aufsuchung von Verwerfungen. In der Annahme, daß unter undurchlässigen Bodenschichten bei Vorhandensein stärker radioaktiver Substanzen, beispielsweise bituminöser Einlagerungen, die Aktivität erhöht sein müßte, wurden bereits Bohrproben auf ihre Aktivität untersucht.[1]) Es liegen bisher nur sehr spärliche Untersuchungsergebnisse vor; die Bohrung bei Neuengamme auf Erdgas[2]) ergab bei 217 m Teufe ein ausgeprägtes Maximum der Aktivität der Bohrproben und wurde bei 247 m in dem bereits bei 185 m angetroffenen kalkigen, teils festen, teils sandigem Ton fündig. Die Untersuchung läßt aber nicht erkennen, ob die Erhöhung der Aktivität auf eine Vermehrung des Radiumgehaltes im Gestein selbst oder auf eine Ansammlung von Zerfallsprodukten unterhalb einer undurchlässigen Gesteinsschicht zurückzuführen ist. Weitere Untersuchungen an Bohrproben sind mir bisher nicht bekannt geworden.

Um festzustellen, welchen Anteil an dem gesamten Ionisierungsvermögen die Zerfallsprodukte nehmen, ist es erforderlich, das Gleichgewichtsverhältnis der Substanzen innerhalb der Zerfallsreihe und den Zerfallsvorgang bei der Auswertung der Messungen zu berücksichtigen. Man kann annehmen, daß zur Zeit der Entnahme der Probe die Umwandlungsprodukte sich im gegenseitigen radioaktiven Gleichgewicht befinden; in den meisten

[1]) R. Ambronn, Die Anwendung geophysikalischer Aufschlußmethoden im Berg-, Tief- und Wasserbau. „Erdmann", Jahrbuch des Halleschen Verbandes zur Erforschung der mitteldeutschen Bodenschätze und ihrer Verwertung 3, Lief. 2.

[2]) C. Heiland, Das Erdgasvorkommen bei Neuengamme. Geolog. Archiv 3, 5/6, 207.



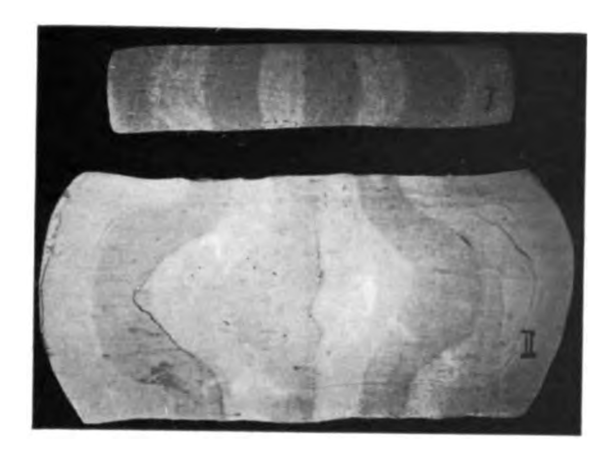


Abb. 15. Formänderung gedrückter Tonkörper.

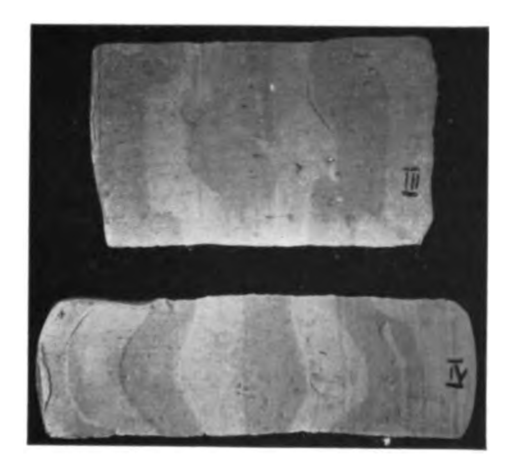


Abb. 16. Formänderung gedrückter Tonkörper.

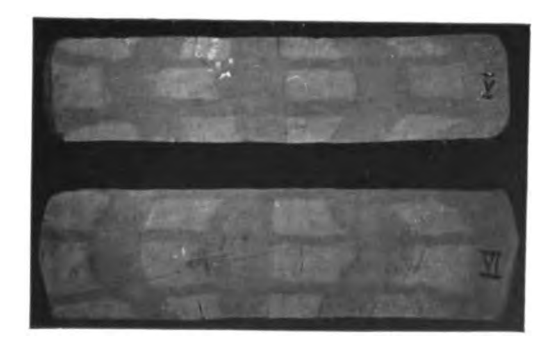


Abb. 17. Formänderung gedrückter Tonkörper.

A. von Baranoff.

Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig.

Fällen wird man die Beeinflussung des Ionisierungsvermögens durch die Anwesenheit von Umwandlungsprodukten der Thoriumreihe vernachlässigen können; für die Messung kommt außerdem praktisch neben der Eigenstrahlung nur die α-Strahlung des RaA und des RaC in Betracht, wenn man vor der Messung die Emanation durch Evakuieren aus der Probe entfernt. Zur Zeit der Entnahme der Probe ist dann

$$\lambda_A A_0 = \lambda_C C_0 = n_0,$$

wenn λ die Zerfallskonstante bedeutet. Durch die Entnahme der Probe wird das Gleichgewicht gestört und die Strahlung rasch abnehmen. Nach der Zeit t nach Entnahme der Probe sind dann von RaA nur mehr A, von RaC C-Atome vorhanden, wenn im Nachstehenden A_0 die Zahl der Atome des RaA zur Zeit der Entnahme, desgleichen C_0 die Zahl der damit im Gleichgewicht stehenden Atome des RaC bedeutet:

$$A = \frac{\mu_0}{\lambda_A} \cdot e^{-\lambda_A t}$$

$$C = \mu_0 (a \cdot e^{-\lambda_A t} + b \cdot e^{-\lambda_B t} + c \cdot e^{-\lambda_C t}),$$

worin

$$a = \frac{\lambda_B}{(\lambda_B - \lambda_A)(\lambda_C - \lambda_A)}$$

$$b = \frac{\lambda_A}{(\lambda_A - \lambda_B)(\lambda_C - \lambda_B)}$$

$$c = \frac{\lambda_A \lambda_B}{\lambda_C (\lambda_A - \lambda_C)(\lambda_B - \lambda_C)}.$$

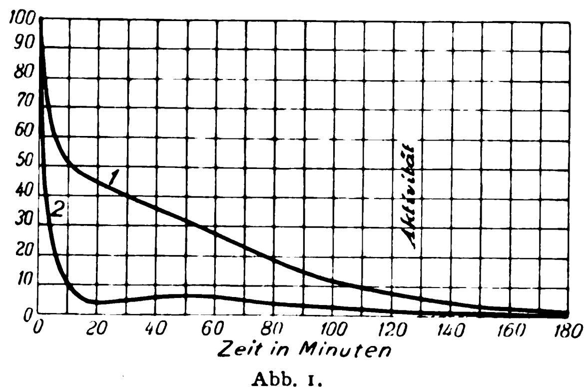


Abb. 1.

Hieraus läßt sich die Abnahme der Strahlung berechnen, die den im Diagramm (Abb. 1) angegebenen Verlauf der Kurve 1 aufweist. Die Eigenstrahlung der Probesubstanz, die sich aus der Strahlung des Radiums und seiner im Gleichgewicht bleibenden Zerfallsprodukte in der Hauptsache zusammensetzt (die Störung des Gleichgewichtsverhältnisses durch Entnahme der Emanation ist praktisch von geringer Bedeutung), kann nach längerer Zeit bestimmt werden, wenn die eingewanderten Zerfallsprodukte in nichtstrahlende Umwandlungsprodukte übergegangen sind.

In manchen Fällen ist es vorteilhaft, den Verlauf der Verteilung der Emanation längs einer Bohrung zu ermitteln. Die direkte Bestimmung versagt mit der Schwierigkeit, eine geeignete Meßanordnung in die Bohrung bringen zu können. Man wird deshalb das aus der Emanation gebildete RaA auf einem in die Bohrung gebrachten Körper, D in Abb. 2, den man auf ein geeignetes

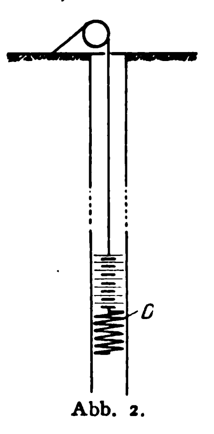


Abb. 2.

negatives Potential bringt, niederschlagen. Steht nur eine kurze Zeit zur Messung zur Verfügung, so daß sich praktisch nur RaA niederschlägt und das inzwischen gebildete RaC vernachlässigt werden kann, so errechnen sich die Atomzahlen von RaA und RaC nach der Zeit t nach Unterbrechung der Exposition des Körpers zu

$$A = A_0 \cdot e^{-\lambda_A t}$$

$$C = A_0 (a' \cdot e^{-\lambda_A t} + b' \cdot e^{-\lambda_B t} + c' \cdot e^{-\lambda_C t},$$

wobei

$$a' = \frac{\lambda_A \lambda_B}{(\lambda_B - \lambda_A)(\lambda_C - \lambda_A)}$$

$$b' = \frac{\lambda_A \lambda_B}{(\lambda_C - \lambda_B)(\lambda_A - \lambda_B)}$$

$$c' = \frac{\lambda_A \lambda_B}{(\lambda_A - \lambda_B)(\lambda_B - \lambda_C)}.$$

Der Ionisierungsabfall nimmt dann den in Kurve 2 des Diagramms angegebenen Verlauf. Ist der Körper einer langen, etwa sechsstündigen Exposition unterworfen, so bildet sich das radioaktive Gleichgewicht unter den Zerfallsprodukten aus; dann ist zur Zeit der Unterbrechung der Exposition

$$\lambda_A A_0 = \lambda_C C_0$$

und die Zahl der niedergeschlagenen Atome des RaA kann nach den oben angegebenen Beziehungen errechnet werden. Das Ionisationsvermögen nimmt auch hier den in der Kurve 1 angegebenen Verlauf.

Die Untersuchung der Verteilung der Emanation längs Tiefbohrungen kann insbesondere an Öl- und Gasbohrungen ausgeführt werden, um nach Durchteufen einer undurchlässigen Schicht Anhaltspunkte über die Aussicht auf Fündigwerden der Bohrung zu erhalten. Da Petroleum zumeist einen höheren Gehalt an radioaktiven Substanzen als das es führende Gestein und das Nebengestein besitzt, wird die sekundäre Verlagerung der Zerfallsprodukte in der Umgebung der Lagerstätte einen erhöhten Gehalt an Emanation bedingen, der mangels geeigneter Zeit und Gelegenheit zum Nachweise derselben durch Niederschlagung seiner Zerfallsprodukte sich auch durch die Analyse der Aktivität der entnommenen Bohrproben nachweisen läßt.

Zusammenfassung.

Die bisher übliche Art der Untersuchung von Bohrproben wird durch die Möglichkeit der quantitativen Bestimmung der Emanation und deren Zerfallsprodukte erweitert. Die Messung des Ionisationsvermögens der in Bohrproben enthaltenen radioaktiven Zerfallsprodukte ergibt in Verbindung mit der Berechnung der Atomzahlenverhältnisse der Zerfallsprodukte die Möglichkeit, diese quantitativ zu bestimmen und die Verteilung derselben längs einer Tiefbohrung festzustellen. Die Verteilung der Emanation kann man durch Niederschlagung des aus derselben entwickelten RaA ermitteln.

(Eingegangen am 13. August 1925.)

Beitrag zur Kenntnis der Kontaktwiderstände.

Von E. Friman und R. Holm.

Inhalt: Kohlekontaktwiderstände werden im Vakuum bei verschiedenen Temperaturen gemessen. Der Widerstand nimmt bei steigender Temperatur etwas schneller ab als infolge der Joule-Wärme eines durchgehenden Stromes, der allerdings nur die Umgebung der winzigen Kontaktteilflächen (πa^2) erwärmt. Die (πa^2)-Flächen erweitean sich infolge der Erwärmung und veranlassen dadurch den größten Teil der Widerstandsverminderung. Feuchtigkeitshäute dürften weder hier noch bei Holms früheren Messungen die Widerstände beeinflußt haben.

§ 1. Theorie.

Der eine von uns[1]) hat auf Grund seiner früheren Beobachtungen an Kohlekontakten für diese eine Theorie aufgestellt, aus der wir hier zuerst einige Hauptsätze zusammenstellen, um damit die Grundlage unserer Untersuchung zu demonstrieren. Gleichzeitig ergänzen wir die Zusammenstellung durch die Erwähnung der Hauptresultate der von uns jetzt vorgelegten Untersuchung.

Nur winzige Teile (πa^2-Flächen) einer makroskopischen — d. h, nach Hertz's Formeln mit Benutzung des makroskopisch gemessenen Elastizitätskoeffizienten berechneten — Berührungsfläche πA^2 geben einen metallischen Kontakt. Der sogenannte Kontaktwiderstand ist ein Siebwiderstand, der geleistet wird, weil der elektrische Strom durch die kleinen πa^2-Flächen gedrängt werden muß. Bei den hier meistens in Frage kommenden Kontakten ist A von der Größenordnung 4 μ, während a bis zu 50 mal kleiner sein dürfte (vgl. H II). Die Kleinheit des a zeigt sich darin, daß die den Siebwiderstand wesentlich leistende Umgebung einer πa^2-Fläche äußerst schnell (Größenordnung 10^{-5} Sek.) die vom Strom bedingte Temperaturerhöhung annimmt. Der Siebwiderstand m einer πa^2-Fläche läßt sich folgendermaßen als Funktion von der Temperaturerhöhung u und der Zeit t nach dem Stromschluß ausdrücken:

$$m = \frac{m_0}{1 + \gamma u + \gamma_1 u + f(u, t)}$$

(vgl. H II, 2 e). Hier ist γ der makroskopisch gemessene Temperaturkoeffizient des elektrischen Leitvermögens der betr. Kohle und $f(u, t)$ eine verhältnismäßig langsam sich einstellende Größe, welche bei der von uns benutzten Kohle wegen ihrer Kleinheit vernachlässigt werden konnte. In H II wurde das Glied $\gamma_1 u$ gedeutet als den Effekt einer Vergrößerung der πa^2-Flächen, und zwar infolge einer von der Spannung V hervorgebrachten Brückenbildung zwischen gewissen sich sonst nicht berührenden Teilen der πa-Flächen. Das betreffende Glied wurde eigentlich als ξV^2 angesetzt, konnte aber infolge der Proportionalität zwischen u und V^2 (vgl. H I, 3 g) bei Dauerstrom durch $\gamma_1 u$ ersetzt werden. Diese Deutung wurde von dem Umstand suggeriert, daß der $\gamma_1 u$-Term sich etwa ebenso schnell ausbildet wie der γu-Term. Eine Erklärung durch Elektronenaustritt infolge der großen Feldstärke wurde abgelehnt, weil die Vergrößerung der πa^2-Flächen einen Dauercharakter hat, d. h. auch nach dem Aufhören der Spannung teilweise bestehen bleibt. Allerdings genügen schon äußerst schwache Erschütterungen, z. B. infolge eines von der Luft vermittelten Schalles, um der nach Strombruch bleibenden Vergrößerung ein Ende zu machen.

Ein Resultat unserer Untersuchung lautet: Die obige Erklärung des $\gamma_1 u$-Termes ist wahrscheinlich unrichtig. Es dürfte nämlich $\gamma_1 u$ direkt von der Temperaturerhöhung, nicht von V bestimmt sein. Den physikalischen Verlauf können wir allerdings nicht näher angeben, vermuten aber, daß die Kristallitflächen der Kohle bei steigender Temperatur weicher werden und infolgedessen tiefere bzw. ausgedehntere Eindrücke (πa^2-Flächen) ineinander machen. Unsere Behauptung stützt

[1]) R. Holm, Zeitschr. für techn. Physik **3** (1922), 290, 320, 349 und **6** (1925), 166. Diese Abhandlungen werden im folgenden mit bzw. H I und H II bezeichnet.

sich darauf, daß eine Temperaturveränderung ohne Spannungsänderung auch eine derartige Widerstandsvariation veranlaßt wie durch $\gamma u + \gamma_1 u$ bedingt wird, so daß also $\gamma_1 u$ nicht durch ξV^2 ersetzt werden kann, da diese Größe seiner physikalischen Bedeutung gemäß nur gleichzeitig mit der Spannung V wächst.

Denkbar ist, daß die Erwärmung von außen, welche die ganzen Kontaktstücke betrifft, eine größere Veränderung der πa^2-Flächen ergeben müßte, als die bloße Erwärmung der πa^2-Flächen selbst durch den Strom. Die Beobachtungen lassen nicht genau entscheiden, wie es sich hiermit verhält, gestatten aber die Behauptung, daß die Erwärmung der ganzen Kontaktstücke wahrscheinlich um etwa 50 % effektiver ist, d. h. ein um etwa so viel größeres γ_1 hervortreten läßt.

Ein anderes wichtiges Resultat betrifft die in H I, § 16 erwähnte Rohmann-Haut. Damit ist gemeint eine Feuchtigkeitsschicht an der Oberfläche der Kontaktstücke, welche auf dem Kontaktwiderstand störend einwirken könnte. Der vermutete Effekt der Rohmann-Haut hat sich indessen nicht gezeigt.

§ 2. Experimentelles.

Unsere Absicht war zuerst Kohlekontakte zu untersuchen, welche effektiv von jeder Art Rohmann-Haut befreit waren. Zu diesem Zwecke benutzten wir eine aus zwei zuleitenden, horizontellen Kohlestäben und einem quer darüber gelegten dritten bestehende Kontaktanordnung. Diese befand sich in einem Vakuumgefäß, wo sie durch die von einer Coolidge-Kathode ausgehenden Kathodenstrahlen bombardiert und erhitzt werden konnte. Die Erhitzung erreichte mindestens 350° C. Evakuiert wurde währenddessen mit einem Volmer-Pumpenaggregat bis etwa 0,001 mm Hg (gemessen mit einem Mac-Leod), wobei als Dampfschutz eine Flüssige-Luft-Falle diente. Der Querstab konnte nach dem Bombardement so gerollt werden, daß nur bombardierte Stellen in Kontakt gerieten. Diese Anordnung leistete indessen nicht das Erwartete. Die Kohleoberfläche wurde nämlich bei dem Bombardement (wohl infolge der Zerstäubung) in einer Weise verändert, so daß bombardierte Kontaktflächen bis zu etwa 25 mal erhöhte Widerstände ergaben, ganz unabhängig davon, ob sie im Vakuum unmittelbar nach dem Bombardement (also sicher ohne Rohmann-Haut) oder später in freier Luft beobachtet wurden.

Wurde aber der Querstab nicht gerollt, sondern auf einer gegen das Bombardement beschatteten Stelle gelassen, so zeigte sich nach der Bestrahlung eine bedeutende Widerstandsverminderung, als ob der Kontakt in fast der ganzen πA^2-Fläche zusammengeschweißt worden wäre. Eine solche Schweißung erfolgte wahrscheinlich infolge kräftiger Ausgleichströme durch die beiden Kontaktstellen während des Bombardements (trotz des äußeren Kurzschlusses der Zuleitungen). Nach leiser Erschütterung trat immer der normale Zustand wieder auf — also: auch in diesem Falle keine auf eine Rohmann-Haut deutende Erscheinung.

Unsere Hauptmessungen geschahen mit der in der Abb. 1 abgebildeten Kontaktanordnung. A ist

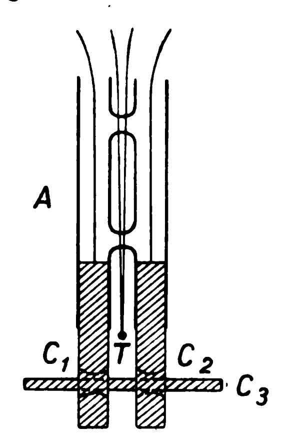


Abb. 1. Kontaktanordnung.

ein Rahmen aus zusammengeblasenen Glasröhren. Von diesem werden fest gehalten die beiden Kohlestäbe C_1 und C_2, welche konaxiale (etwas doppelkonisch gebohrte) Löcher besitzen. In diesen Löchern liegt lose der Querstab C_3. Das Ganze ist in einem etwa 3 cm weiten Rohr montiert, welches teils zum Heizen von einem Ofen umfaßt, teils zum Kühlen in flüssige Luft getaucht werden kann. Das Rohr war bei den meisten Messungen bis zum Röntgenvakuum evakuiert. T ist ein Thermoelement.

Die Kontaktwiderstände, M, wurden nach der Voltamperemetermethode gemessen und zwar (außer bei den Messungen für Abb. 2) immer bei kleiner Spannung, nämlich etwa 0,2 Volt. Zuerst wurde versucht gänzlich ohne Erschütterung[2]) die Variation des Kontaktswiderstandes bei Temperaturveränderung zu verfolgen. Es traten indessen hierbei ruckweise und launenhafte Widerstandsvariationen auf, die darauf deuteten, daß die Kontaktflächen wahrscheinlich infolge ungleichmäßiger Ausdehnungen gegeneinander etwas verschoben wurden. Der Zweck der Erschütterungsfreiheit wurde dadurch vereitelt.

Wir gingen darum zu einer anderen Methode über. In der Fortsetzung geschah nämlich jede Messung erst nach vorhergehender recht kräftiger Erschütterung, d. h. Änderung des Kontaktes. In dieser Weise wurde bei drei verschiedenen Tem-

[2]) Unser Erschütterungsschutz war derselbe, den R. Holm, H II, § 4, beschrieben hat.

peraturen gearbeitet. Bei jeder Temperatur wurden rund 40 Einzelbeobachtungen vorgenommen. Wir benutzten die arithmetischen Mittelwerte mit nach der Methode der kleinsten Quadrate berechneten Fehlern. Die Genauigkeit der mit dem Thermoelement ermittelten Temperaturen wurde recht klein geschätzt, weil uns die Gleichheit der Temperaturen der Kohle und des Elementes nicht streng garantiert vorkam.

Die Versuchsergebnisse waren folgende:

Bei Zimmertemperatur (18° C):

$$M = 167 \pm 10 \text{ Ohm},$$

bei der Erhitzung zu $162^0 \pm 10^0$ C:

$$M = 98 \pm 7 \text{ Ohm}$$

und bei Abkühlung zu $-152^0 \pm 10^0$ C:

$$M = 210 \pm 10 \text{ Ohm}.$$

Hieraus berechnen wir mit Hilfe der Formel

$$M = \frac{M_0}{1 + (\gamma + \gamma_1)u}$$

$\gamma + \gamma_1$ zu:

bei der Temperaturerhöhung:

$$\gamma + \gamma_1 = 0{,}005 \pm 0{,}002$$

und bei der Temperaturerniedrigung:

$$\gamma + \gamma_1 = 0{,}0013 \pm 0{,}0007.$$

Bei den obigen Messungen wurde die Temperatur des ganzen Kontaktkörpers verändert. Um

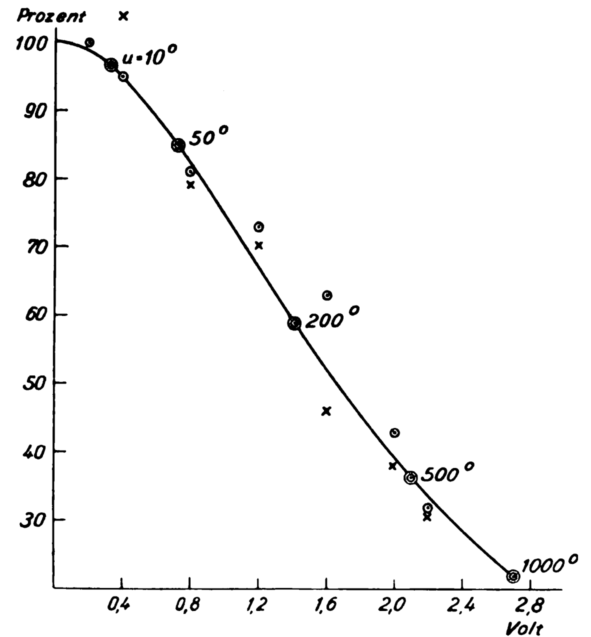


Abb. 2. Kontaktwiderstand (abs. Prozent seines Betrages für kleine Ströme) in Abhängigkeit von der angelegten Spannung.

damit vergleichbare Resultate bei Erwärmung der bloßen πa^2-Flächen durch den Strom zu erhalten, maßen wir den Widerstand desselben Kontaktes bei verschiedenen Spannungen und erschütterten den Kontakt vor jeder Messung. Wir machten etwa 40 Einzelmessungen bei Luftdruck für jede der sieben Spannungen 0,2; 0,4; 0,8; 1,2; 1,6; 2,0; 2,3 Volt und ebensoviele Messungen bei etwa 1 mm Luftdruck. Die Meßresultate sind in der Abb. 2 eingetragen, wo die Abszissen die angelegte Spannung (Bezeichnung 4 V nach H II, § 4) in Volt und die Ordinaten den Widerstand in Prozenten seines Betrages für sehr kleine Ströme bedeuten. Kleine Kreise bezeichnen Messungen bei Atmosphärendruck, Kreuze Messungen bei höchstens 1 mm Druck. Doppelkreise geben Punkte, welche nach den Formeln

$$V = 4\sqrt{2\frac{k_0}{\lambda_0}\frac{u}{1+\gamma u}}; \quad m = \frac{m_0}{1 + (\gamma + \gamma_1)u}$$

berechnet wurden, und zwar mit:

$$\frac{\lambda_0}{k_0} = 3000; \; \gamma + \gamma_1 = 0{,}0035 \text{ und } \gamma = 0{,}00045$$

(vgl. H II, § 5).

Dieser letzte Wert des $\gamma + \gamma_1$ paßt innerhalb der Fehlergrenzen mit dem oben für die Temperaturerhöhung berechneten zusammen. Wenn die Differenz der beiden Werte einen physikalischen Grund besitzt, so wäre es wohl den oben erwähnten, daß die Erwärmung der πa^2-Flächen allein weniger effektiv ihre Vergrößerung befördert, als die gleichmäßige Erwärmung der Kontaktkörper. Durch Verminderung des Luftdruckes wird Störung durch Verbrennungen vermieden. Solche Störungen scheinen, nach der Abbildung zu beurteilen, bei den betreffenden Spannungen unwesentlich zu sein.

Eine Zusammenfassung der Resultate bildet die zweite Hälfte von § 1.

(Eingegangen am 17. September 1925)

Neue Bücher.

(Besprechung bleibt vorbehalten.)

Beuth-Heft 6: Korosion und Rostschutz. Auf Anregung des AWF bearb. von E. Maass. 35 S., 1 Tab. Beuth-Verlag, Berlin. 1925.

Die Wasserbaulaboratorien Europas. Entwicklung, Aufgaben, Ziele. Im Auftrage des Vereins Deutscher Ingenieure herausgegeben von G. de Thierry und G. Matschoss. XI, 431 S., 512 Abb. i. T., 6 mehrfarbigen und 3 einfarbigen Tafeln. VDI-Verlag G. m. b. H., Berlin. 1926. In Ganzleinen geb. Rm. 50,—.

Dushman, S., Die Grundlagen der Hochvakuumtechnik. Deutsch von R. G. Berthold und E. Reimann. XI, 298 S., 110 Abb. i. T. und 52 Tab. Julius Springer, Berlin. 1926. Geb. Rm. 22,50.

Elwell, C. F., Der Poulsen-Lichtbogengenerator. Ins Deutsche übertragen von A. Semm und G. Gerth. IX, 180 S., 149 Textabb. Julius Springer, Berlin. 1926. Rm. 13,50.

Ferrier, R., Les nouveaux Axiomes de l'Electronique. (Mécanique des Electrons.) 61 S. A. Blanchard Ed., Paris. 1925. Brosch. Frs. 3,—.

Geckeler, J., Über die Festigkeit achsensymmetrischer Kugelschalen (Forschungsheft 276). III, 52 S., 21 Abb u. 5 Zahlentaf. VDI-Verlag, Berlin. 1926. Rm. 6,50.

Geiger, H. und K. Scheel, Handbuch der Physik. Band X: Thermische Eigenschaften der Stoffe, redigiert von F. Henning. 486 S., 207 Abb. Julius Springer, Berlin. 1926. Geh. Rm. 35,40, geb Rm. 37,50.

Grossmann, G., Physikalische und technische Grundlagen der Röntgentherapie. VIII, 300 S., 207 Abb. i. T. Urban & Schwarzenberg, Berlin. 1925. Geh. Rm. 13,50, geb. Rm. 16,50.

Güntherschulze, A. und W. Germershausen, Übersicht über den heutigen Stand der Gleichrichter. 2. Aufl. 111 S., 79 Abb. Hachmeister & Thal, Leipzig. 1925. Brosch. Rm. 4,—.

Hausen, H., Der Thomson-Joule-Effekt und die Zustandsgrößen der Luft. Bei Drücken bis zu 200 at. und Temperaturen zwischen + 10° und — 175° C. (Forschungsheft 274.) Gr. 8°, IV, 48 S., 13 Abb., 7 Taf. und 12 Zahlentaf. VDI-Verlag, Berlin. 1925. Rm. 8,—.

v. Helmholtz, Vorlesungen über theoretische Physik. Band II: Dynamik kontinuierlich verbreiteter Massen. 2. Aufl. VIII, 247 S., 9 Abb. Brosch. Rm. 12,—, geb. Rm. 14,50. Band III: Die mathematischen Prinzipien der Akustik. 2. Aufl. VI, 250 S., 21 Abb. Brosch. Rm. 12,—, geb. Rm. 14,50. Johann Ambrosius Barth, Leipzig. 1925.

Hoppe, E., Geschichte der Physik. VIII, 536 S. Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., Braunschweig. 1926. Geh. Rm. 30,—, geb. Rm. 33,—.

Juvet, G., Mécanique Analytique et Théorie des Quanta. VI, 151 S. Librairie Scientifique Albert Blanchard, Paris. 1926. Frs. 20,—.

Kalkschmidt, E., Oskar von Miller. Ein Führer Deutscher Technik. 21. Aufl. 85 S., 63 Abb. Dieck & Co., Stuttgart. 1925. Rm. 1,80, in Halbl. geb. Rm. 2,50.

Landé, A., Die neuere Entwicklung der Quantentheorie. (Band V der Wissenschaftlichen Forschungsberichte) 2., umgearb. Aufl. XII, 180 S., 13 Abb. Th. Steinkopf, Dresden. 1926. Brosch. Rm. 12,—, geb. Rm. 13,20.

Lehnhardt, R., Der Detektor. (Die Hochfrequenztechnik, Band 8.) 95 S., 62 Abb. i. T. Hermann Meusser, Berlin. 1926. Rm. 5,80.

Lenard, P., Quantitatives über Kathodenstrahlen aller Geschwindigkeiten. Neuherausgabe mit Zusätzen. XV, 265 S., 7 Kurventaf., 4 Textabb. Carl Winters Universitätsbuchhandlung, Heidelberg. 1925. Geh. Rm. 12,—, geb. Rm. 15,—.

Liebert, G., Die Audionröhre und ihre Wirkung. (Die Hochfrequenztechnik, Band 5.) XIV, 126 S., 66 Abb. i. T. Hermann Meusser, Berlin. 1926. Rm. 5,80.

Lübben, C., Röhren-Empfangsschaltungen für die Radiotechnik. Band 1: Die Hochfrequenz. XII, 206 S., 191 Schaltungsbildern, 59 Textabb. und 5 Kurventafeln. Hermann Meusser, Berlin. 1926. Geb. Rm. 6.80.

Mosler, H. und G. Leithäuser, Einführung in die moderne Radiotechnik und ihre praktische Verwendung. VIII, 363 S., 298 Abb. Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., Braunschweig. 1926. Geh. Rm. 22,—, geb. Rm. 25,—.

Müller, Friedr. C. G., Technik des physikalischen Unterrichts nebst Einführung in die Chemie. 2., verbess. u. verm. Aufl. XIII, 407 S., 247 Abb. i T. Otto Salle, Berlin W. 1926. Geh. Rm. 10,—.

Oelschläger, J., Der Wärmeingenieur. 2., vervollkom. Aufl. VIII, 572 S., 364 Abb. i. T. und auf 9 Tafeln. Otto Spamer, Leipzig. 1925. Geh. Rm. 21,—, geb. Rm. 24,—.

Schwalbe, B. und H. Hahn, Physikalische Freihandversuche. I. Teil: Nützliche Winke. Maß und Messen. Mechanik der festen Körper. 2., verb. u. verm. Aufl. XX, 260 S., 309 Abb. i. T. Otto Salle, Berlin W. 1926. Geh. Rm. 7,—, geb Rm. 8,50.

v. Schwarz, Metallphysik (Krais und Wiedmann, Handbuch der Werkkräfte Band V). X, 181 S., 154 Abb. Johann Ambrosius Barth, Leipzig. 1925. Brosch. Rm. 12,—, geb. Rm. 14,—.

Singelmann, M., Störbefreiung in der drahtlosen Nachrichtenübermittlung. (Die Hochfrequenztechnik, Band 7.) XII, 151 S., 184 Schaltungsbildern, 55 Abb. i. T. Hermann Meusser, Berlin. 1926. Rm. 5,80.

Störmer, C., Aus den Tiefen des Weltraumes bis ins Innere der Atome. Deutsche Ausgabe von J. Weber. F. A. Brockhaus, Leipzig. 1925. Geh. Rm. 5,—, geb. Rm. 6.—.

Thomson, J. J., L'Electron en Chimie. Cinq conférences faites à l'Institut Franklin de Philadelphie. XIV, 135 S. Librairie Scientifique Albert Blanchard, Paris. 1926. Frs. 16,—.

Eingegangene Sonderdrucke und Zeitschriften.

(Besprechung findet nicht statt.)

Die Antenne, herausg. von der Dr. Erich F. Huth G. m. b. H. 1925. Hefte 10 und 11/12.

Journal of Scientific Instruments. Published by the Cambridge University Press, London. 1926. Vol. III. N 4. 2 sh. 6 d.

Besprechungen.

Schulze, A., **Die elektrische und thermische Leitfähigkeit.** (2. Band, 2. Teil, 6. Heft von W. Guertler, Metallographie.) 2. Lieferung. S. 187—559 und Abb. 37 bis 220, Tab. 141—306. Gebrüder Bornträger, Berlin W. 35. 1924. Geb. Rm. 48,—.

Von dem bekannten Guertlerschen Handbuch interessiert die vorliegende Lieferung des Teiles „Physikalische Metallkunde" ganz besonders den technischen Physiker. Durch zahlreiche Schaubilder und Zahlentafeln unterstützt, wird nach allgemeinen Ausführungen über die elektrische Leitfähigkeit, ihren Temperaturkoeffizienten und ihren Zusammenhang mit dem Bau der Legierungen das vorliegende umfangreiche Zahlenmaterial. nach metallographischen Gesichtspunkten geordnet, gebracht. Zuerst kommen die binären mischkristallfreien, dann die binären Legierungen mit vollständiger, hierauf die mit begrenzter Mischbarkeit endlich die mit Verbindungsbildung; den Schluß bilden die verdünnten kristallisierten Lösungen. R. Swinne.

James, W., **Tuning coils and methods of tuning.** Published from the offices of „The Wireless World". 128 S. mit 72 Abb. und 8 Photographien. Iliffe & Sons, Limited, London. 1925. 2 sh. 6 d.

Als erstes einer Reihe in sich abgeschlossener Hefte, die das gesamte Gebiet des Rundfunkempfangs behandeln sollen, bringt das vorliegende Heft eine Zusammenstellung der Abstimmittel. In klarer und anschaulicher Darstellung, die durch zahlreiche gute Abbildungen ergänzt wird, zeigt es, wie man sich für bestimmte Verhältnisse die beste Spule herstellt, wie man am besten die einzelnen Schwingungskreise zusammenschaltet, und welche Folgen sich aus der Änderung der einzelnen Größen ergeben. Unbequem ist, daß die Längenmaße teils in Millimeter, teils in Zoll angegeben sind. F. Güldenpfennig.

Henseling, R. **Weltentwicklung und Welteislehre.** Beiträge von C. Hoffmeister, Prof. Dr. Hummel, Prof. Dr. Kienle, Prof. Dr. Kühl, Prof. Dr. Nölke. Herausgegeben vom Bund der Sternfreunde durch R. Henseling. 35 Abb. i. T., 8 Tf. Verlag Die Sterne, Potsdam. 1925. Br. M. 5,50.



Ein Ingenieur, namens Hörbiger, hat vor einigen Jahren eine kosmogonische Theorie aufgestellt, die in rein spekulativer Art aufgebaut unter Mißachtung aller Beobachtungstatsachen Eis als Weltenbaustoff erklärt. Diese „Glazialkosmogonie oder Welteislehre" wird jetzt in populären Schriften in das Laienpublikum getragen. Es ist darum besonders zu begrüßen, wenn in dem vorliegenden Buche von wissenschaftlicher Seite diesen Spekulationen entgegengetreten wird. Die einzelnen Aufsätze dieses Buches sind jeder für sich abgeschlossen und behandeln in kritischer Weise das Verhältnis der Welteislehre zur Kosmogonie des Weltalls, unseres Sonnensystems, der Kometen und Sternschnuppen, der Geologie und Meteorologie der Erde. Aber das Buch hat doch eine über die Bedeutung einer reinen Streitschrift hinausgehende Bedeutung, die darin liegt, daß hier eine gemeinverständliche Darstellung des derzeitigen Standes der wissenschaftlichen Kosmogonie gegeben wird. Das gilt besonders von dem ersten Aufsatze Kienles, „Die Entwicklung der Sterne", der unter Vermeidung aller Polemik eine runde abgeschlossene Darstellung der Ergebnisse der modernen Astronomie gibt, die in den beiden letzten Jahrzehnten hinsichtlich der Kosmogonie erzielt wurden. Grade dieser positiven Seite halber möchte ich dem Buche eine recht weite Verbreitung in interessierten Kreisen wünschen, es stellt eine sehr erfreuliche Bereicherung der populären astronomischen Literatur dar.

E. Przybyllok.

Ludwig, H., **Taschenbuch der Rundfunktechnik für jedermann.** 168 S. 193 Abb. im T. u. a. 32 Tf. Klein 8°. J. F. Schreiber, Eßlingen. 1925. Rm. 4,20.

Ausgehend von einfachen physikalischen Grundlagen wird im ersten, allgemeinen Teil die Elektronenröhre mit ihren Eigenschaften und Anwendungen in elementarer Art behandelt, im zweiten Teil die Vorgänge der drahtlosen Telephonie, Sender und Empfänger mit Zubehör, einschließlich der neueren Schaltungen. Wenn auch das Buch nicht als eigentliches Bastelbuch gedacht ist, so findet doch der aufmerksame Leser viele praktische Winke, so daß es mit Recht empfohlen werden kann. W. Hort.

Schmidt, J., **Jahrbuch der organischen Chemie.** XI. Jrg. Die Forschungsergebnisse und Fortschritte im Jahre 1924. 287 S. Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft m. b. H, Stuttgart. 1925. Geh. Rm. 22,—, geb. Rm. 25,—.

Unter Beibehaltung der Anordnuug und zweckmäßigen Unterteilung des Stoffes, wie sie aus den früheren Jahrgängen bekannt ist, hat der Verfasser es verstanden, in kurzer, klarer Darstellung über das umfangreiche Material zu berichten. U. Retzow.

Russel, B., **ABC der Atome.** Übers. v. W. Bloch. 110 S. Frankhsche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart. 1925. Geh. Rm. 2,60, geb. Rm. 4,50.

Der bekannte englische Logiker hat in einer kleinen Broschüre einen ausgezeichneten Überblick über die Grundlagen der modernen Atomphysik gegeben. Die Fülle des behandelten Stoffs verrät am besten das Inhaltsverzeichnis: Periodisches System, Elektronen und Kerne, Wasserstoffspektrum, die möglichen Zustände des Wasserstoffatoms, Quantentheorie, Feinstruktur des Wasserstoffspektrums, Elektronenringe, Röntgenstrahlen, Radioaktivität, Aufbau der Kerne, die neue Physik und die Wellentheorie des Lichts, die neue Physik und die Relativitätstheorie, Bohrs Theorie des Wasserstoffspektrums. Die Darstellung ist vollkommen populär, aber trotzdem fast überall von wissenschaftlicher Strenge. Nur das letzte Kapitel verwendet Mathematik in elementarer Form. Einige wenige kleine Fehler (meist um den Faktor 2 [p. 80, 86]) stören kaum. Bedenklich ist die Wiedergabe einer sehr ungenauen Stelle aus Eddingtons Buch „Raum, Zeit und Schwere", die bei einer Dimensionsbetrachtung zur Erläuterung des Wirkungsbegriffs die Dimensionsunterschiede von Masse und Energie völlig außer acht läßt.

Die Übersetzung von Bloch ist in flüssigem, angenehm lesbaren Deutsch gelungen. Der Preis des Buches ist im Verhältnis zur Ausstattung und der Weite des Leserkreises, an den sich die Darstellung wendet, zu hoch zu nennen. Das Buch ist geschmückt mit drei Bildern von Russel, Bohr und Sommerfeld und 19 Abbildungen im Text, und wird auch in Deutschland neben ähnlichen Darstellungen von Graetz und anderen seinen wohlverdienten und dankbaren Leserkreis finden. O. v. Auwers-Berlin.

Greinacher, H., **Über die Konstitution der Elektrizität.** Antrittsvorlesung an der Universität Bern. 23 S. Paul Haupt, Bern. 1925. 1 Fr., —,80 Rm.

Greinacher gibt in seiner Berner Antrittsvorlesung einen kurzen, historisch eingestellten Überblick über das allmähliche Eindringen unseres experimentierenden Verständnisses in das Wesen der Elektrizität und streift dabei, von der Elektrolyse ausgehend und bis Aston und Rutherford vordringend, alle wichtigeren einschlägigen Experimente der letzten 30 Jahre; der Stil seiner Sprache fällt durch seine abgerundete Schönheit auf.

O. v. Auwers-Berlin.

Dingler, H., **Die Grundlagen der Physik.** Synthetische Prinzipien der mathematischen Naturphilosophie. 2. A. 334 S. Walter de Gruyter & Co., Berlin u. Leipzig. 1923.

„Der Wunsch das einzige wirkliche Festland, welches der intellektuellen Weltbehandlung gegeben ist, und welches in unseren exakten Wissenschaften besteht, immer sicherer in seiner Festigkeit zu erkennen und zu begründen" ist der Ausgangspunkt für dieses Buch. Es setzt somit erkenntnistheoretische Bemühungen fort, die durch die Namen Kant, Mach, Poincaré, Husserl usw. chraraktcrisiert ist. Der Fortschritt liegt in der engen Fühlung mit der experimentellen und theoretischen Forschung einerseits und den aktuellen philosophischen Fragestellungen andererseits. Aus dem Inhalt des Buches sei erwähnt: „Das Geltungsproblem. Das Zweckprinzip. Die Logik. Raum und Zeit. Kausalität. Die Mechanik." Die Gedanken des Verfassers über die Auffassung der verschiedenen Gebiete, die Aufstellung eines Axiomsystems usw. haben eine wesentliche Vertiefung und Ausdehnung erfahren. Ernst Lau.

Personalnachrichten.

Berlin. Ober-Regierungsrat Prof. Dr. E. Gehrcke wurde zum Direktor an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Abteilung 4, ernannt.

Berlin. Dr. Werner Germershausen, Berlin-Oberschöneweide, Gaussstraße 2, ist zum Vorstande der Gleichrichter-Abteilung der Akkumulatoren-Fabrik Aktiengesellschaft Berlin-Hagen, ernannt worden.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin W. 9, Linkstraße 33/34, 2 Treppen rechts. Telephon Lützow 2210.

Die Bürostunden sind: Montag bis Freitag von 9—4 Uhr, Sonnabends von 9—1 Uhr.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.



Bericht
über die Sitzung am Freitag, den 19. März 1926, abends $7^1/_2$ Uhr, im großen Hörsaal des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule Berlin-Charlottenburg, Berlinerstraße 172.

Tagesordnung:

Herr E. Gehrcke: „Neuere Forschungsergebnisse auf dem Gebiete der Optik bewegter Körper".

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. E. Bollé, Charlottenburg:

Herr Dr. Karl Fricke, (bei der Chemisch-Technischen Reichsanstalt), Charlottenburg, Cauerstraße 9 IV.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:

Herr Prof. Bergmann, Kaiser Wilhem-Institut für Lederforschung, Dresden-A., Wielandstraße 2.
Herr Prof. Dr. Best, Dresden-A., Prager Straße 17.
Herr Direktor Hugo Bogusch, in Fa. Uhrenfabrik Union, Glashütte Sa.
Herr cand. rer. techn. Alb. Brühl, Dresden, Querallee 23 I.
Herr Studienreferendar Gerhard Dürichen, Langebrück Sa., Dresdnerstraße 17.
Herr Fabrikdirektor Alex. Ernemann, Dresden-Blasewitz, Hainstraße 11.
Herr Dr. Fleischer, Wiss. Assistent des Phys. Inst. der Techn. Hochsch. Dresden, Meißen, Dresdnerstraße 68.
Herr Dipl.-Optiker Fritz Fuljahn, Dresden-N., Waldschlößchenstraße 2 I.
Herr Oberstudiendirektor Dr. M. Giebel, Glashütte Sa., Hauptstraße 6.
Herr Prof. Dr. E. Goldberg, Direktor der Ica A.-G., Dresden-A., Schandauerstraße 76.
Herr Dr. rer. techn. Hans Goldschmidt, Wahnsdorf bei Dresden.
Herr Dr. Herrmann, wiss. Assistent des Phys. Instituts der Techn. Hochschule, Dresden, Striesenerstraße 26 I.
Herr Direktor W. Hofmann, Freiberg Sa., Frauensteinerstraße 45.
Herr o. Prof. Dr.-Ing. Hugershoff, Dresden-N., Weinbergstraße 34.
Herr Dipl.-Ing. Heinrich Kerkhof, (Siemens & Halske), Charlottenburg, Sophie-Charlotten-Straße 85.
Herr cand. phys. Werner Kluge, Dresden-A., Teutoburger Straße 16.
Herr cand. phys. Alfred Kneschke, Dresden-A., Teplitzerstraße 16 II.
Herr Oberpostrat Knopf, Dresden-A., Fürstenstr. 37.
Herr Prof. Dr.-Ing. h. c. F. J. Koch, Dresden-A., Kaitzer Straße 35.
Herr Dipl.-Ing. F. Koch, Dresden-A., Wienerstr. 37.
Herr Studienassistent Ernst Krause, an der Techn. Lehranstalt, Dresden-A., Dürerstraße 45.
Herr Prof. Dr. Paul Krais, Deutsches Forschungsinst. für Textilindustrie, Dresden-A., Wienerstraße 6.
Herr Prof. F. A. O. Krüger, Direktor der Werkstelle für Farbkunde, Dresden-N., Schillerstraße 33 II.
Herr cand. phys H. Krumholz, Dresden-A., Blochmannstraße 1 III.
Herr Dipl.-Ing. Herbert Lange, Dresden-A., Chemnitzer Platz 1 I.
Herr Lange, in Fa. Aug. Lange Söhne, Glashütte Sa.
Herr Dr.-Ing. Joh. Lehmann, Dresden-N., Dammweg 10.
Herr Physiker Dr. phil. R. Leistner, Dresden-Plauen, Bernhardstraße 102.
Herr Assistent Dipl.-Ing. Werner Lindner, Dresden, Borsbergstraße 2.
Herr cand. phys. Siegfried Matthes, Dresden-A., Teplitzerstraße 16 II.
Herr Privatdozent Dr. Friedr. Merkel, Dresden-A. 16, Dinglingerstraße 1 I.
Herr Oberreg.-Baurat i. R. Naeher, Dresden-A., Holbeinstraße 82 I.
Herr Dipl.-Ing. Helmut Naumann, Dresden-A., Franklinstraße 12.
Herr Ing. Reichert, Glashütte Sa, Hauptstraße 6.
Herr Oberstudienrat Prof. Röhrs, Dresden-Blasewitz, Loschwitzerstraße 25.
Herr Dr. phil. Rosenmüller, Dresden-N., Querallee 5.
Herr Dipl-Ing. Erich Salzwedel, Dresden-A., Uhlandstraße 3.
Herr Dipl.-Ing. G. Schleicher, Dresden-A., Franklinstraße 25.
Herr Studienrat Dr. Max Sende, Dresden-A., Gutzkowstraße 16 III.
Herr Dipl.-Ing. Erich Sommer, Dresden-A, Zellesche-straße 40.
Herr cand. phys. Horst Teichmann, Dresden-A., Fürstenstraße 53.
Herr Dr. E. Trefftz, o. Prof. an der Techn. Hochschule, Dresden-A., Nürnbergerstraße 31 I.
Herr Dr.-Ing. Horst von Treufels, Dresden-A., Eisenstuckstraße 1.
Herr a. o. Prof. Dr. Wiedmann, Dresden-A., Techn. Hochschule. Röntgenlaboratorium.
Herr Oberstudienrat a. D. Prof. Dr. Witting, Dresden-A., Waterloostraße 13.

Seitens des Herrn Dr. E. Hochheim, Heidelberg:

Herr Dipl.-Ing. J. G. Dörr, Farbenfabrik, Ludwigshafen a. Rh., II. Gartenweg 1.
Herr Dr. W. Spannhake, o. Prof. an der Technischen Hochschule Karlsruhe, Gartenstadt Rüppurr bei Karlsruhe, Auerstraße 26.
Herr Baurat Otto Walger, Karlsruhe, Schirmerstraße 3.

Seitens des Herrn Assistent Weigel, Karlsruhe i. B:

Herr Ing. G. Goldberg, zurzeit Studierender am Lichttechnischen Institut Karlsruhe i. B., Kreuzstraße 6/8.
Herr Dipl.-Ing. W. Ott, zurzeit Studierender am Lichttechnischen Institut Karlsruhe i. B., Gartenstraße 61.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Prof. Dr. Gustav Angenheister, Göttingen, Theaterplatz 6, jetzt Potsdam, Marienstraße 34.
Herr cand. phys. Ernst Böhm, Würzburg, Florastraße 5, jetzt Augustinenstraße 22 II.
Herr Dr. Herbert Bredemeier, Düsseldorf, Grafenberger Allee 145, jetzt Düsseldorf, Kaiser Wilhelm-Institut für Eisenforschung, Gerhardstraße 135.
Herr Dipl.-Ing. Ferdinand Deichmann, Mannheim, Mollstraße 34, jetzt Berlin SO. 26, Elisabethufer 44, Fa. Gleichrichter G. m. b. H.
Herr Prof. Dr. Jos. Epstein, Frankfurt a. M., Lindenstr. 3, jetzt Frankfurt a. M.-West, Königstraße 57 I.
Herr Obering. J. Fritsching, Charlottenburg, Marchstraße 15 III l., jetzt Siemensstadt, Rohrdamm 53.
Herr Dr. phil. Heinz Gabler, München, Agnesstr. 44/O m., jetzt Gern bei München, Kratzerstraße 4.



Herr Dr. Werner **Haken**, Nikolassee (Wannseebahnhof), An der Rehwiese 12, jetzt Steinfurth, Wolfram-Industrialisierungs-G. m. b. H.

Herr Dr. phil. Hermann **Hunkel**, Darmstadt, Schloßgartenstraße 73 I, jetzt Frankfurt a. M., Bockenheimer Landstraße 91.

Herr Dr. Hans **Jordan**, Karlshorst, Dönhoffstraße 28, jetzt Treskow Allee 95.

Herr stud. rer. elektr. Erwin **Kurz**, Stuttgart, Heusteigstraße 40 II, jetzt Dipl.-Ing.

Herr Prof. Dr. F. F. **Martens**, Berlin NW. 97, Tile Wardenbergstraße 19, jetzt Hansa Ufer 4.

Herr Dr.-Ing. Rudolf **Mayer**, Neufinkenkrug, Viktoriastraße 1, jetzt Tempelhof, Kaiserin Augustastraße 4.

Herr Dr. Karl **Nerz**, Frankfurt a. M., Hellerhofstraße 3, jetzt Spenerstraße 17.

Herr Dr. Eugen **Nesper**, Friedenau, Trägerstraße 2, jetzt Ceciliengarten 1 I.

Herr Ing. Max **Rieger**, Karlsruhe, Waldstraße 42, jetzt Draisstraße 7a.

Herr Dr. Karl **Riggert**, Hamburg 36, Jungiusstraße 9, jetzt Deutsche Zündholzfabriken A.-G., Lauenburg a. d. Elbe.

Herr Dipl.-Ing. Ludwig **Schneider**, Berlin NW., Hansa-Ufer 5, jetzt Steglitz, Kniephofstraße 52.

Herr Dr. phil. H. **Seemann**, Würzburg, Friedenstr. 31 II, jetzt Erlangen, Assistent am physikalischen Institut der Universität.

Herr Dr. Eduard **Stoecker**, Dortmund, Göbenstraße 20, jetzt Rostock, Universitäts-Luftwarte.

Herr Oskar **Summa**, München, Theresienstraße 71 II, jetzt Arcisstraße 52 I.

Herr Dr. Friedrich **Trappe**, Lingen-Ems, Gertrudenweg 12 part., jetzt Gymnasialstraße 5.

Verstorben.

Herr Dr. Carl **Michalke**, Charlottenburg 9, Königin Elisabethstraße 50.

Berichtigung.

Statt: Herr Dipl.-Ing. Helmut **Bareiss**, Charlottenburg, Philippstraße 14, muß es heißen: **Max Bareiss**.

Statt: Herr Dr. Karl **Markau**, muß es heißen: Herr Dr. Karl **Markan**, Direktor der Deutschen Gasglühlicht-Auer-Gesellschaft, Berlin-Grunewald, Margaretenstraße 1.

Der 1. Vorsitzende: Prof. Dr. G. **Gehlhoff**.

Ortsgruppe Dresden.

Am 15. März 1926 nachmittags 5 Uhr fand im großen Hörsaal des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule Dresden die **Gründungsversammlung der Ortsgruppe Dresden der Deutschen Gesellschaft für technische Physik** statt. Die Einladung dazu erging von einigen maßgebenden Dresdner Industriellen, Hochschulprofessoren und dem 1. Vorsitzenden der Deutschen Gesellschaft für technische Physik Der Gedanke dieser Gründung war schon seit längerer Zeit aufgetreten, da in Dresden eine Anzahl Physiker arbeiten und viele von den Industriezweigen, die in Dresden ansässig sind, in ihren Arbeitsgebieten mit der Technischen Physik in Berührung kommen. Die Tätigkeit der Ortsgruppe wird zunächst darin bestehen, Vorträge aus dem Gebiet der Technischen Physik zu veranstalten, die besonders den Dresdner Verhältnissen Rechnung tragen und den hier auftretenden Wünschen entgegenkommen sollen. Die sehr gut besuchte Gründungsversammlung leitete Herr Prof. Dr.-Ing. h c. F. C. **Koch**, Mitinhaber der Firma Koch & Sterzel. Herr Prof. Dr. **Goldberg**, Direktor der Ica A.-G. sprach über die Zweckmäßigkeit der Gründung der Ortsgruppe Dresden, während der 1. Vorsitzende der Deutschen Gesellschaft für technische Physik, Herr Prof. Dr. G. **Gehlhoff**, Direktor der Osram G. m. b. H. Kommanditges., Berlin, Ausführungen über Ziele, Aufgaben und Organisation der Gesellschaft machte. Nachdem sich annähernd 60 Mitglieder für die Ortsgruppe gemeldet hatten, wurde sie für gegründet erklärt. Zur Feststellung der Satzungen und Ausarbeitung eines Wahlvorschlages für die Vorstandsämter wurde ein Ausschuß gewählt, bestehend aus den Herren Prof. Dr. **Berndt**, Prof. Dr. **Hugershoff**, Direktor Dr. **Hildebrandt**-Freiberg und cand. phys. **Pietzsch**. Anschließend daran hielt Herr Dr. **Polanyi** (Kaiser Wilhelm-Institut für Phys. Chemie und Elektrochemie, Berlin) einen Vortrag über „Technische Röntgenspektrographie".

gez. H. **Pietzsch**.

Ortsgruppe Leipzig.

Bericht über die Hauptversammlung am 26. Januar 1926.

Im Jahre 1925 wurden folgende Vorträge gehalten:

1. Dr. **Hofmann**: „Aus dem Gebiete der Röntgentechnik".
2. Obering. Dr. **Wirthwein** von der Osram G. m. b. H. in Berlin: „Über die Herstellung der Osramlampen".
3. Dr. **Schröter** von der Telefunken-Gesellschaft in Berlin: „Schwingungen bei Gasentladungen".
4. Dr. **Rother**, Leipzig: „Über eine neue Hochleistungsturbine und ihre technische Anwendung".
5. Dr. **Sängewald**, Leipzig: „Moderne Ultraviolettstrahler".

Außerdem nahm die Ortsgruppe teil an dem Vortrag des Radio-Fach-Verbandes: Dr. **Trautwein**, Berlin: „Moderne Rundfunk-Sende- und Empfangseinrichtungen", und an der Gedenkfeier für den verstorbenen „Felix Klein".

Ferner fanden noch Besichtigungen statt:

1. Fabrik Adolf Bleichert & Co. in Leipzig-Gohlis.
2. Lack- und Farbenfabrik Springer & Möller in Leipzig-Leutzsch.
3. Leipziger Sternwarte.

Für das neue Vereinsjahr setzt sich der Vorstand wie folgt zusammen:

1. Vorsitzender: Prof. Dr. **Wiegner**,
2. Vorsitzender: Dr. **Karolus**,
1. Schriftführer: Dr. **Sängewald**,
2. Schriftführer: Dr. **Richter**,
Kassenwart: Dr. **Kohl**.
Beisitzer: Dr. **Dietz**, Ing. **Högner**, Dr. **Rother**, Geheimrat Prof. Dr. **Wiener**.

Dr. G. **Wiegner**.

Lichttechnische Gesellschaft in Karlsruhe.

Bericht

über die Sitzung am Freitag, den 12. März 1926, abends 8½ Uhr im Hörsaal des Chemisch-Technischen Institutes der Technischen Hochschule Karlsruhe.

1. Vortrag des Herrn Dipl.-Ing. W. **Unruh**, Technischen Leiters des Nationaltheaters in Mannheim: „Neues von der Bühnenbeleuchtungstechnik". Mit Lichtbildern und Vorführung von Leuchtfarbeneffekten.
2. Verschiedenes.

Die Sitzung fand gemeinsam mit dem Naturwissenschaftlichen Verein statt. Im Anschluß an den Vortrag ist an einem der nächsten Tage die Besichtigung der Bühne unseres Landestheaters in Aussicht genommen.

Der **Vorstand**.

Redaktionsschluß am 31. März 1926. Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.



Zeitschrift für technische Physik

1926 | Siebenter Jahrgang | Nr. 5

INHALT:

Zusammenfassende Berichte.

Das periodische System der chemischen Elemente im Lichte des Atombaus.

(Mitteilung aus dem Zentrallaboratorium des Wernerwerks der Siemens & Halske A.-G.)

Von Richard Swinne.

(Fortsetzung und Schluß aus Nr. 4.)

11. Die Ausbildung der Teilgruppen.

Die Stoner-Paulische quantentheoretische Deutung der maximalen Besetzungszahlen der Elektronengruppen reicht aber zu einer Erklärung des edelgasartigen Verhaltens nur bestimmter abgeschlossener Elektronenuntergruppen nicht aus. Denn es sind ja Edelgase nur wenige vollbesetzte Untergruppen (Tabelle 8) aus der Gesamtheit der quantentheoretisch möglichen, welche Tabelle 10

Tabelle 10.
Quantenideale vollbesetzte Elektronenuntergruppen.

Z	n	1	2		3			4				5					6	
	k	1	1	2	1	2	3	1	2	3	4	1	2	3	4	5	1	2
2	He	2																
4	(Be)	2	2															
10	Ne	2	2	6														
12	(Mg)	2	2	6	2													
18	A	2	2	6	2	6												
28	[Ni]	2	2	6	2	6	10											
30	(Zn)	2	2	6	2	6	10	2										
36	Kr	2	2	6	2	6	10	2	6									
46	(Pd)	2	2	6	2	6	10	2	6	10								
60	[Nd]	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14							
62	[Sm]	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2						
68	[Er]	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6					
78	[Pt]	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10				
92	[U]	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	14			
110		2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	14	18		
112		2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	14	18	2	
118		2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	10	14	18	2	6

zeigt. Diese sind durch sukzessive Anlagerung von Elektronen zu vollbesetzten Untergruppen erhalten, wobei eine mit höherem n-Wert erst ausgebildet wird, nachdem alle mit niedrigerem n-Wert voll besetzt sind. Die in runde Klammern gesetzten Elemente weisen in bestimmten Termen ein magnetisches Moment gleich Null entsprechend der in der Tabelle 10 angegebenen Struktur auf; ob bei Ni ein „Elektronenisomeres" von der Tabelle 10 entsprechender Struktur realisierbar ist, möge dahingestellt sein. Dieser Abweichung der wirklichen Edelgase von den „quantenidealen" entspricht die Abweichung der wirklichen Periodenlängen 2, 8, 8, 18, 18, 32 von den quantenidealen 2, 8, 18, 32.

Die Erklärung dieser Diskrepanz hat Bohr in energetischen Gesichtspunkten zu finden gesucht; das nach Ausbildung eines wirklichen Edelgases hinzutretende Elektron wird mit einer um Eins größeren Hauptquantenzahl gebunden, da die Energie dieser Bindung geringer gerät, als die Bindung in der noch nicht ausgebildeten Untergruppe mit der Hauptquantenzahl der peripheren Elektronen des Edelgases. Es sollen somit im Normalzustande diejenigen Bahnen ausgebildet werden, welchen der kleinste Energiegehalt zukommt.

Die Ausbildung der Elektronenteilgruppen der Elemente der ersten drei Perioden erfolgt, soweit bisher zu übersehen ist, rein quantenideal, wie das Tabelle 11 zeigt. Bohr hat dieses bei seiner Betrachtung des Elektronenaufbaues der Elemente durch sukzessive Bindung von Elektronen, welche durch die Quantensymbole n und k bestimmt sind, durch einen Atomkern von der Ladung $Z\varepsilon$ durch spektraltheoretische Gründe bei den den Anfang einer Periode bildenden Elementen belegt. Die Anlagerung eines Elektrons erfolgt mit den Quantenzahlen $n = 1$, $k = 1$, $j = 1$ entsprechend dem Normalzustand (Lymanserienterm) von Wasserstoff; dieser Fall ist nach Landé durch einen Wert von m etwa gleich $(+ {}^1/_2)$ charakterisiert. Ein zweites Elektron kann sich dann nur mit

Tabelle 11.

Elektronengruppen der Atome der Elemente Z 1 bis Z 18.

	Z	K_I	L_I	L_{II}	L_{III}	M_I	M_{II}	M_{III}	M_{IV}	M_V	N_I	N_{II}	N_{III}	N_{IV}	N_V	N_{VI}	N_{VII}	O_I	O_{II}	O_{III}	O_{IV}	O_V-O_{IX}	P_I	P_{II}	P_{III}	P_{IV}	P_V-P_{XI}	Q_I	Q_{II}
n		1	2			3					4							5					6					7	
k		1	1	2	2	1	2	2	3	3	1	2	2	3	3	4	4	1	2	2	3	3—5	1	2	2	3	3—6	1	2—
j		1	1	1	2	1	1	2	2	3	1	1	2	2	3	3	4	1	1	2	2	3—5	1	1	2	2	3—6	1	1—
H	1	1																											
He	2	2																											
Li	3	2	1																										
Be	4	2	2																										
B	5	2	2	1																									
C	6	2	2	2																									
N	7	2	2	2	1																								
O	8	2	2	2	2																								
F	9	2	2	2	3																								
Ne	10	2	2	2	4																								
Na	11	2	2	2	4	1																							
Mg	12	2	2	2	4	2																							
Al	13	2	2	2	4	2	1																						
Si	14	2	2	2	4	2	2																						
P	15	2	2	2	4	2	2	1																					
S	16	2	2	2	4	2	2	2																					
Cl	17	2	2	2	4	2	2	3																					
A	18	2	2	2	4	2	2	4																					

einer Bahn mit $n = 1$, $k = 1$, $j = 1$ und $m = -\frac{1}{2}$ anlagern, entsprechend dem Normalzustand von Helium; der metastabile Zustand von He enthält aber neben einer ($n = 1$, $k = 1$, $j = 1$) — Bahn noch eine ($n = 2$, $k = 1$, $j = 1$) — Bahn.

Da nach Stoner-Pauli nur zwei 1_1-Bahnen (d. h. $n = 1$, $k = 1$) möglich sind, kann die erste Periode nur zwei Elemente umfassen; das dritte Elektron lagert sich in einer 2_{11}-Bahn (d. h. $n = 1$, $k = 1$, $j = 1$) an, worüber das Bogenspektrum von Li unterrichtet. Diese 2_{11}-Bahn dringt dank ihrer Exzentrizität in die zwei 1_1-Bahnen ein, wodurch sich nach Bohr eine intime Kopplung der Elektronenbahnen der durch verschiedene Quantenzahlen charakterisierten Elektronenuntergruppen im Gegensatz zu der größeren Unabhängigkeit der Bindungsart der Elektronen ein- und derselben Untergruppe ergibt. Das vierte Elektron lagert sich auch in einer 2_{11}-Bahn an, wodurch diese Untergruppe, da ja nur 2 m-Werte zur Verfügung stehen, voll besetzt wird. Das fünfte Elektron wird in einer 2_2-Bahn angelagert, wie das auch das Funkenspektrum von C nach Fowler beweist; auch das 6., 7., 8., 9. und 10. Elektron, wodurch alle Einstellungsmöglichkeiten nach Landé für 2_2-Bahnen erschöpft sind und die zweite Periode abgeschlossen wird.

Beim elften Elektron beginnt die dritte Periode mit einem neuen Typus der Elektronenbahn, ähnlich wie beim dritten und fünften Elektron; diese 3_{11}-Bahn ist aber eine viel ausgesprochenere Tauchbahn als die 2_{11}-Bahn von Li. Hierauf führt Bohr, wie schon Schrödinger, die Schwierigkeiten bei der Fixierung der Quantenzahlen für das Na-Bogenspektrum zurück. Die Verhältnisse bei der Bindung des zwölften Elektrons entsprechen vollständig denjenigen bei der Bindung des vierten, dgl. die bei der Bindung vom dreizehnten bis zum achtzehnten denjenigen beim fünften usw. bis zum zehnten Elektron. Für die Teilung der Untergruppen mit $k = 2$ in zwei Teilgruppen mit 2 ($j = 1$) bzw. 4 ($j = 2$) Elektronen sprechen nach Stoner die Elektrovalenzeigenschaften der entsprechenden Elemente. So die positive 4- und teilweise 2-Wertigkeit von Si, die positive 3- bzw. 5-Wertigkeit von P, die positive 2-, bzw. 4-, bzw. 6-Wertigkeit von S, die positive 3-, 5- und teilweise 7-Wertigkeit von J und der Homologen aller dieser Elemente.

Mit der Bindung des neunzehnten Elektrons beginnen die besonderen Verhältnisse der langen Perioden (vgl. Tab. 12), welche zu ihrer Deutung die besondere Hervorhebung eines neuen Gesichtspunktes, des energetischen, nach Bohr verlangen. Auch für das neunzehnte und zwanzigste Elektron (K und Ca) werden 4_{11}-Bahnen (eine bzw. zwei) angesetzt, welche aber durch ihre sehr starke Exzentrizität von einer 4_1-Bahn bei H stark abweichen. Vermehrt man die Elektronenzahl über achtzehn bei steigender Kernladung weiter, so tritt nach Bohr bei Sc (Z 21) der Augenblick ein, wo eine 3_3-Bahn einer festeren Bindung des neunzehnten Elektrons entspricht, als eine 4_1-Bahn. So eine Annäherung ist schon aus dem Funkenspektrum von Ca

Tabelle 12.

Elektronengruppen der Atome der Elemente Z 19 bis Z 34.

		K_{I}	L_{I}	L_{II}	L_{III}	M_{I}	M_{II}	M_{III}	M_{IV}	M_{V}	N_{I}	N_{II}	N_{III}	N_{IV}	N_{V}	N_{VI}	N_{VII}	O_{I}	O_{II}	O_{III}	O_{IV}	$O_{V}-O_{IX}$	P_{I}	P_{II}	P_{III}	P_{IV}	$P_{V}-P_{XI}$	Q_{I}	Q_{II}
	n	1	2			3					4							5					6					7	
	k	1	1	2	2	1	2	2	3	3	1	2	2	3	3	4	4	1	2	2	3	3—5	1	2	2	3	3—6	1	2—
	j	1	1	1	2	1	1	2	2	3	1	1	2	2	3	3	4	1	1	2	2	3—5	1	1	2	2	3—6	1	1—
	Z																												
K	19	2	2	2	4	2	2	4			1																		
Ca	20					2	2	4			2																		
Sc	21					2	2	4	(1)		(2)																		
Ti	22					2	2	4	(2)		(2)																		
V	23					2	2	4	(3)		(2)																		
Cr	24					2	2	4	(4)		(2)																		
Mn	25					2	2	4	(3)	(2)	(2)																		
Fe	26					2	2	4	(3)	(3)	(2)																		
Co	27					2	2	4	(3)	(4)	(2)																		
Ni	28					2	2	4	(3)	(5)	(2)																		
Cu	29					2	2	4	4	6	(1)																		
Zn	30					2	2	4	4	6	2																		
Ga	31					2	2	4	4	6	2	1																	
Ge	32					2	2	4	4	6	2	2																	
As	33					2	2	4	4	6	2	2	1																
Se	34					2	2	4	4	6	2	2	2																
Br	35					2	2	4	4	6	2	2	3																
Kr	36	2	2	2	4	2	2	4	4	6	2	2	4																
Rb	37	2	2	2	4	2	2	4	4	6	2	2	4					1											
Sr	38										2	2	4					2											
Y	39										2	2	4	(1)				(2)											
Zr	40										2	2	4	(2)				(2)											
Nb	41										2	2	4	(3)				(2)											
Mo	42										2	2	4	(4)				(2)											
Ma	43										2	2	4	(4)	(1)			(2)											
Ru	44										2	2	4	(4)	(2)			(2)											
Rh	45										2	2	4	(4)	(3)			(2)											
Pd	46										2	2	4	(4)	(4)			(2)											
Ag	47										2	2	4	4	6			1											
Cd	48										2	2	4	4	6			2											
In	49										2	2	4	4	6			2	1										
Sn	50										2	2	4	4	6			2	2										
Sb	51										2	2	4	4	6			2	2	1									
Te	52										2	2	4	4	6			2	2	2									
J	53										2	2	4	4	6			2	2	3									
X	54	2	2	2	4	2	2	4	4	6	2	2	4	4	6			2	2	4									

zu ersehen, welches im entsprechend reduzierten Termschaubild bemerkenswerte Unterschiede gegenüber dem Bogenspektrum von K aufweist, während doch beide Spektren dem Einfangen des neunzehnten Elektrons entsprechen. Bei weiterer Steigerung der Kernladung ist zu erwarten, daß die Zahl der Elektronen in 3_3-Bahnen schon im Normalzustande der Atome in steigendem Betrage vorhanden sein wird; dies bedeutet aber die Ausbildung einer inneren Elektronengruppe, der „Zwischengruppe" nach Ladenburg. Erst nach voller Besetzung derselben wird die Änderung der Eigenschaften mit steigender Kernladung den in den kleinen Perioden üblichen Verlauf nehmen. Dies tritt zuerst bei Cu auf, dessen Bogenspektrum demjenigen in Na ähnelt, wenngleich das Vorkommen von $Cu^{\cdot\cdot}$-Verbindungen auf eine noch nicht sehr starke Bindung der 3_3-Elektronen hinweist. Beim nächsten Element Zn ist bereits konstante chemische 2-Wertigkeit vorhanden, was durch eine entsprechend feste Bindung aller 3_3-Elektronen erklärt wird. Die folgenden Elemente zeigen ein ihren Homologen der kleinen Perioden vollständig entsprechendes Verhalten.

Das gleiche gilt für die Elemente der fünften oder der zweiten langen Periode in ihrer Analogie mit den Homologen der ersten langen Periode; d. h. zuerst bei Rb und Sr sehr exzentrische 5_{11}-Tauchbahnen, dann allmähliche Ausbildung von 4_3-Bahnen; nach Auffüllung dieser die fernere Aus-

bildung von (5_1- und) 5_2-Bahnen. In der sechsten Periode (vgl. Tab. 13) findet anfänglich das dem obigen Entsprechende statt, d. h. 6_{11}-Bahnen bei Cs und Ba. Es sind aber nunmehr nicht nur die 5_3-, sondern auch die 4_4-Bahnen nicht voll ausgefüllt, so daß bei steigender Kernladung auch letztere eine festere Bindung aufweisen werden. Findet die sukzessive Auffüllung dieser Bahnen und damit die Ausbildung einer mehr nach dem Atominnern sich erstreckenden Elektronenanordnung statt, so sind Elemente mit ähnlichen Eigenschaften ihrer äußeren Elektronen zu erwarten — die Reihe der seltenen Erden. Nach Auffüllung der ihnen entsprechenden Elektronenanordnungen verläuft die Ausbildung der Elektronenquantenbahnen in vollständiger Analogie mit den beiden langen Perioden (vgl. Tab. 13.)

Es sei bemerkt, daß die Elektronen- und Quantenzahlenzuordnungen von Tab. 12 und Tab. 13 vom Verf. im Anschluß an Stoner, Sommerfeld und Hund durchgeführt sind.

M. Smith hat 1924 eine dem Verf. bis vor kurzem unbekannt gebliebene Darstellung auch für die Zwischengruppenelemente gegeben; Smith weicht aber insofern ab, als er bei diesen Elementen die Ausfüllung von Bahnen mit höherem

Tabelle 13.

Elektronengruppen der Atome der Elemente Z 55 bis Z 92.

	K_I	L_I	L_{II}	L_{III}	M_I	M_{II}	M_{III}	M_{IV}	M_V	N_I	N_{II}	N_{III}	N_{IV}	N_V	N_{VI}	N_{VII}	O_I	O_{II}	O_{III}	O_{IV}	$O_V - O_{IX}$	P_I	P_{II}	P_{III}	P_{IV}	$P_V - P_{XI}$	Q_I	Q_{II}
n	1	2			3					4							5					6					7	
k	1	1	2	2	1	2	2	3	3	1	2	2	3	3	4	4	1	2	2	3	3—5	1	2	2	3	3—6	1	2—
j	1	1	1	2	1	1	2	2	3	1	1	2	2	3	3	4	1	1	2	2	3—5	1	1	2	2	3—6	1	1—
Z																												
Cs 55	2	2	2	4	2	2	4	4	6	2	2	4	4	6			2	2	4			1						
Ba 56																	2	2	4			2						
La 57																	2	2	4	(1)		(2)						
Ce 58															1		2	2	4	(1)		(2)						
Pr 59															2		2	2	4	(1)		(2)						
Nd 60															3		2	2	4	(1)		(2)						
— 61															4		2	2	4	(1)		(2)						
Sa 62															5		2	2	4	(1)		(2)						
Eu 63															(5)	(1)	2	2	4	(1)		(2)						
Gd 64															6	1	2	2	4	(1)		(2)						
Tb 65															6	2	2	2	4	(1)		(2)						
Dy 66															6	3	2	2	4	(1)		(2)						
Ho 67															6	4	2	2	4	(1)		(2)						
Er 68															6	5	2	2	4	(1)		(2)						
Tu 69															6	6	2	2	4	(1)		(2)						
Ad 70															6	7	2	2	4	(1)		(2)						
Cp 71															6	8	2	2	4	(1)		(2)						
Hf 72															6	8	2	2	4	(2)		(2)						
Ta 73															6	8	2	2	4	(3)		(2)						
W 74															6	8	2	2	4	(4)		(2)						
Re 75															6	8	2	2	4	(4)	(1)	(2)						
Os 76															6	8	2	2	4	(4)	(2)	(2)						
Ir 77															6	8	2	2	4	(4)	(3)	(2)						
Pt 78															6	8	2	2	4	(4)	(4)	(2)						
Au 79															6	8	2	2	4	4	6	(1)						
Hg 80															6	8	2	2	4	4	6	(2)						
Tl 81															6	8	2	2	4	4	6	2	1					
Pb 82															6	8	2	2	4	4	6	2	2					
Bi 83															6	8	2	2	4	4	6	2	2	1				
Po 84															6	8	2	2	4	4	6	2	2	2				
— 85															6	8	2	2	4	4	6	2	2	3				
Em 86	2	2	2	4	2	2	4	4	6	2	2	4	4	6	6	8	2	2	4	4	6	2	2	4				
— 87	2	2	2	4	2	2	4	4	6	2	2	4	4	6	6	8	2	2	4	4	6	2	2	4			1	
Ra 88																						2	2	4			2	
Ac 89																						2	2	4	(1)		(2)	
Th 90																						2	2	4	(2)		(2)	
Pa 91																						2	2	4	(3)		(2)	
U 92																						2	2	4	(4)		(2)	

Tabelle 14.

Periodisches System der Elemente.

Ia	IIa	IIIb	IVb	Vb	VIb	VIIb	VIII			Ib	IIb	IIIa	IVa	Va	VIa	VIIa	O
1 H																	2 He
3 Li	4 Be											5 B	6 C	7 N	8 O	9 F	10 Ne
11 Na	12 Mg											13 Al	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 A
19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr
37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Ma	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 J	54 X
55 Cs	56 Ba	57—71 La usw.	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 —	86 Em
87 —	88 Ra	89 Ac	90 Th	(Pa)	(U)	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

j-Wert vor der mit niedrigem *j*-Wert (bei gleichem *k*-Wert) vor sich gehen läßt. Die genaue Bestimmung der Röntgenterme bei den seltenen Erden durch Nishina spricht aber für das Vorgehen des Verfassers.

Entsprechend dieser quantentheoretischen Unterteilung der Hauptgruppen der Elektronen in 2 + 6 + 10 + 14 wird folgendes Schema des natürlichen Systems der Elemente empfohlen (Tab. 14.) Die genaue Feststellung der Charakterisierung der Elektronenbahnen der Atome im Normalzustande durch die *n*, *k*, *j*-Quantensymbole wird besonders bei den Zwischengruppenelementen noch viel Arbeit erfordern. Verf. hat bei ihnen die Möglichkeit mehrerer Zuordnungsmöglichkeiten durch Prägung des Begriffes der „Elektronenisomerie" in Erwägung gezogen.

12. Das geochemische Verhalten der Elemente.

Zu den noch nicht gelösten Problemen des periodischen Systems gehört die Stabilität des Atomkerns und die Begrenzung der Anzahl der Elemente und Isotopen. Mit dem Atomkern in Zusammenhang stehende Fragen werden im vorliegenden Bericht nur kurz behandelt, da er sich im wesentlichen mit den Eigenschaften der Elektronen der Atome befaßt. Um aber die Frage des eventuellen Vorhandenseins noch nicht entdeckter Elemente zu behandeln, muß auf die das natürliche Vorkommen der Elemente betreffenden Regeln kurz eingegangen werden.

Während die absolute Menge der Elemente in unserem Fixsternsystem eine Eigenschaft des betreffenden Atomkerns ist, hängt ihre Verteilung auf die verschiedenen Schichten unserer Erde von ihren peripheren Elektronen ab. Dabei wird aber vorausgesetzt, daß unsere Erde als ein abgeschlossenes Ganzes betrachtet werden darf, welches weder einzelne Elemente durch ihre die Erdanziehung überwindende Molekulargeschwindigkeit verliert, noch daß auf die Erde andere Elemente selektiv einwandern können (z. B. als radioaktive Rückstoßatome von unserer Sonne). Sucht man die noch leeren Stellen des periodischen Systems zu besetzen, so ist neben der wahrscheinlichen Häufigkeit solcher hypothetischen Elemente die Frage der Stoffe, mit welchen sie vergesellschaftet vorkommen könnten, wesentlich.

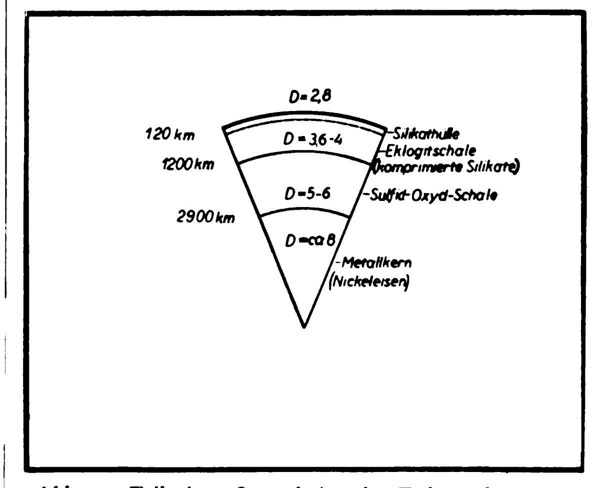


Abb. 5. Teil eines Querschnitts der Erde nach Goldschmidt.

Hierüber sind in den letzten Jahren wichtige Untersuchungen ausgeführt worden, welche mit den Vorstellungen vom Bau unserer Erde zu-

sammenhängen. Zu Beginn unseres Jahrhunderts unterschied man neben den Al-reichen Silikatgesteinen der Erdoberfläche (daher Sal oder Sial genannt) noch Mg-reiche Silikattiefengesteine (daher Sima genannt) und außerdem den nickelhaltigen Eisenkern der Erde (Nife genannt). Der Übergang von Sima zu Nife sollte durch eine zunehmende Beimischung von Nife-Einsprenglinien im Sima stattfinden. V. M. Goldschmidt in Diese Dreiteilung der Erde entspricht auch den metallurgischen Erfahrungen, nämlich der Unterscheidung von Eisensau, Schlacke und Stein. Unter weiterer Berücksichtigung der Lufthülle der Erde unterscheidet Goldschmidt somit vier Vorkommengruppen, welche als Atmophilie (nach der Atmosphäre), Lithophilie (Silikathülle), Chalkophilie (Sulfidschale) und Siderophilie (Eisenkern) bezeichnet werden.

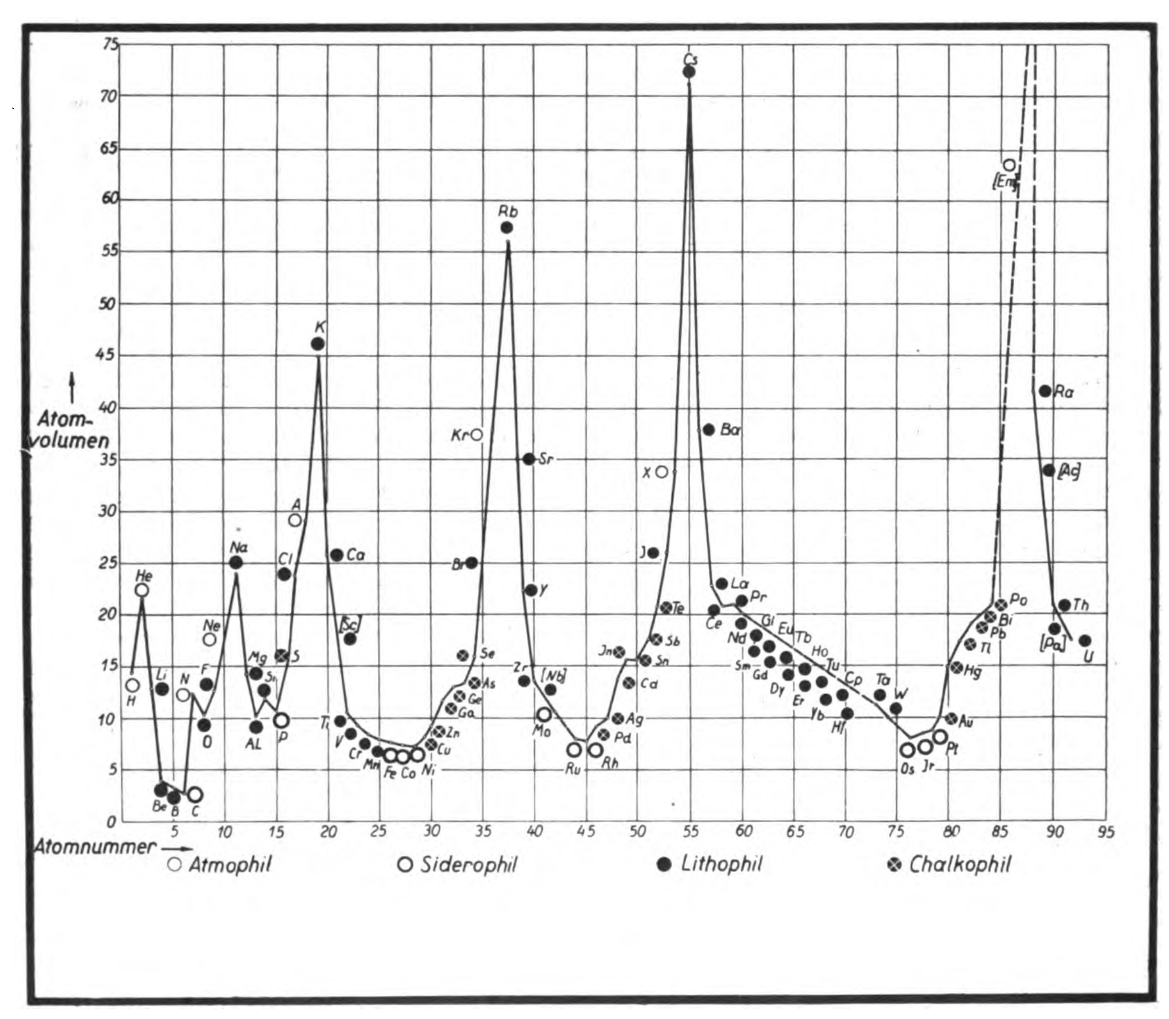


Abb. 6. Geochemische Atomvolumenkurve nach Goldschmidt.

Kristiania-Oslo hält (1922) so eine Mischung von zwei Stoffen mit sehr verschiedener Dichte (etwa 3,6 bzw. etwa 7,6) im starken Schwerefeld der Erde für nicht beständig. Er nahm vielmehr (vgl. Abb. 5) eine Oxyd-Sulfidzwischenschicht an, welche hauptsächlich aus Schwefeleisen und Magnetit besteht (entsprechend den Troilit-Chromitknollen der Meteorite). Die beigefügte Abbildung gibt eine Skizze vom Aufbau der Erde unter Berücksichtigung der astronomischen, geodätischen, seismologischen und petrographischen Ergebnisse.

Über die Verteilung der Elemente auf diese vier Hauptgruppen können uns die Analysen der Luft, des Ozeans, sowie der Silikatgesteine und der verschiedenen Meteoriten, des weiteren technisch-metallurgische Erfahrungen und spezielle experimentelle Untersuchungen unterrichten. Demnach ist die Möglichkeit gegeben, aus der relativen Häufigkeit der Bausteine der Erdoberfläche auf die Zusammensetzung der Bestandteile des Erdinnern zu schließen. Hierbei wird vorausgesetzt, daß ursprünglich eine homogene Schmelze

vorlag, welche bei der Abkühlung einer sukzessiven Phasentrennung unterworfen wurde, wobei jedoch die einzelnen flüssigen Phasen (Silikat-, Sulfid-, Metall-) bei der Trennung im Gleichgewicht standen.

In wesentlicher Überstimmung mit diesen Voraussetzungen und Ergebnissen von Goldschmidt stehen die theoretischen und experimentellen Untersuchungen (1923/24) von Tammann über den Bau des Erdinnern. Dabei kann nach ihm aus der relativen Elektropositivität der Metalle gegenüber dem schon in dem Silikatmantel der Erde stark vertretenen Fe auf ihre Anreicherungsmöglichkeit im Innern der Erde (im Metallkern) geschlossen werden.

Die von Goldschmidt durchgeführte Zuordnung der einzelnen Elemente zu den oben erwähnten vier geochemischen Gruppen ergab gewisse einfache Regelmäßigkeiten, falls das verschiedene Vorkommen der Elemente an Hand der Atomvolumenkurve (als Funktion der Atomnummer) betrachtet wird (vgl. Abb. 6). Alle siderophilen Elemente fallen auf Minima der Atomvolumenkurve, alle chalkophilen Elemente liegen auf den ansteigenden Ästen dieser Kurve; alle lithophilen Elemente befinden sich aber auf den absteigenden Ästen; zu diesen Elementen gehören noch die Halogene, somit lauter Elemente, deren Atomionen abgeschlossene Elektronenanordnungen von Edelgascharakter aufweisen. Zu den atmophilen Elementen gehören alle Edelgase, H_2 und N_2.

Gleichzeitig (1924) hat auch G. Berg die Lagerstätten und sonstige Vorkommen der Elemente unter Berücksichtigung ihrer Anordnung im periodischen System betrachtet, aber mehr vom petrographisch-geologischen Standpunkte aus, ohne allgemeine Beziehungen zum Atombau zu geben.

Für das Zusammenvorkommen von Elementen ist die Isomorphie sehr wichtig, besonders bei den positiven Ionen von Elementen. Bekannt ist die Isomorphie gleichwertiger Ionen, so von $Na^{\cdot}$, $K^{\cdot}$, $Rb^{\cdot}$, $Cs^{\cdot}$; $Ca^{\cdot\cdot}$, $Sr^{\cdot\cdot}$, $Ba^{\cdot\cdot}$; $Mg^{\cdot\cdot}$, $Mn^{\cdot\cdot}$, $Fe^{\cdot\cdot}$, $Co^{\cdot\cdot}$, $Ni^{\cdot\cdot}$; $Al^{\cdot\cdot\cdot}$, $Sc^{\cdot\cdot\cdot}$, $Ti^{\cdot\cdot\cdot}$, $V^{\cdot\cdot\cdot}$, $Cr^{\cdot\cdot\cdot}$, $Fe^{\cdot\cdot\cdot}$. Aber auch von $Rb^{\cdot}$ und $Tl^{\cdot}$, von $Sr^{\cdot\cdot}$ und $Pb^{\cdot\cdot}$, von $Y^{\cdot\cdot\cdot}$ und $Bi^{\cdot\cdot\cdot}$. Weniger bekannt ist aber die Isomorphie verschiedenwertiger Ionen, welche als Rösselsprungregel bezeichnet werden kann. Diese Regel wird von Goldschmidt (im Sinne der schönen Untersuchungen von Grimm über Ionenisomorphie) dahin gedeutet, daß der elektropositive Charakter gleich stark sein muß, um eine Vertretbarkeit zu ergeben. So von Ca–Y–(La), Sc–Zr–Hf, Ti–Nb–Ta, V–Mo–W. So eine Überlegung ließ auch vermuten, daß die Mn–Homologen Z43 und Z75 nicht in Mn-Mineralien angereichert vorkommen.

13. Die Auffüllung und die Begrenzung des Systems.

Die Verfeinerung der Röntgenspektralanalyse und genauere Erforschung der Röntgenspektren ermöglichte die Entdeckung und Isolierung von Z72-Hafnium. Bereits Rydberg hatte 1913 dem Ta vorangehenden Element eine normale Vierwertigkeit im Gegensatz zu den sonstigen seltenen Erden (von Ce und Pr abgesehen) zugeschrieben. Auch Kossel hatte diese Anschauung vertreten. Aber erst Bohr hat im Anschluß an seine Theorie des periodischen Systems nicht nur diese Meinung mit aller Energie verfochten, sondern auch den experimentellen Beweis durch Hevesy und Coster 1923 erbringen lassen können.

Kürzlich (1925) ist so auch der Nachweis der Manganhomologen Masurium Z43 und Rhenium Z75 O. Berg, W. Noddack und J. Tacke nach etwa 1000facher chemischer Anreicherung gelungen, nachdem bereits von mehreren anderen Seiten eine energische Bearbeitung dieser Frage eingeleitet war.

Bisher ist die sichere Beobachtung der noch fehlenden dreiwertigen seltenen Erde Z61 trotz mannigfacher Untersuchungen nicht gelungen. Die umfangreichste und systematischste an Mineralien ausgeführte dürfte von Goldschmidt und Thomassen (1924) herrühren. Aus ihrer Veröffentlichung kann aber geschlossen werden, daß Z61 relativ nur sehr spärlich vorhanden ist; es dürfte ebenso selten oder noch seltener als Eu sein. Wird die Menge von Ce gleich 50 gesetzt, so beträgt die Menge von Z61 weniger als 1, sehr wahrscheinlich sogar $< 0{,}1$. An chemischen Fraktionierungeu von Mineralien sind vergebliche Untersuchungen (1923) von P. Günther und J. Stranski an Präparaten der Chem. Fabrik Germania von Auer ausgeführt worden; K. Peters schließt aus ihren Untersuchungen, daß trotzdem Z61 existieren könnte, da sich auf den Spektrogrammen der Verf. auch das in sehr geringer Menge vorhandene Element Eu nicht feststellen ließ. W. Prandtl und A. Grimm wollen dagegen (1924) aus der vergeblichen Röntgenanalyse ihrer eigenen Fraktionierungen den Schluß ziehen, daß Z61 nicht zu den seltenen Erden gehört oder daß diese Stelle vielleicht ebenso nicht ausfüllbar sei, wie Z43, Z75 — die ja inzwischen besetzt sind! — und Z93.

Am Ende des periodischen Systems befindet sich die Reihe der bei Tl Z81 beginnenden und bis Uran Z92 reichenden Radioelemente. Es fragt sich, ob neben den bisher nur mehr oder minder kurzlebige Isotope aufweisenden Elementen Po Z84, Em Z86, Ra Z88, Ac Z89, Pa Z91 (und dem unbekannten Ekajod Z85 und Ekacäsium Z87)



noch durch große Beständigkeit ausgezeichnete Isotope existieren. Im Sinne der kürzlich von Rutherford ausgesprochenen Ansicht, daß die Radioaktivität auf einen „angeregten“ Zustand des betreffenden Atomkerns beruhen könnte, ist so eine Fragestellung naheliegend. Die Möglichkeit von „Isotopen höherer Ordnung“ ist bereits 1918 von Stefan Meyer erörtert worden, indem er bei gleicher Atomkernladung und gleichem Atomgewicht eine verschiedene Anordnung der Atomkernbausteine und infolgedessen eine verschiedene Beständigkeit des Atomkerns in Erwägung zog.

Verf. hat vor einem Jahrzehnt (1914), ohne die Möglichkeit solcher Isotopen höherer Ordnung in Betracht zu ziehen, die Änderung der α-Strahlen-, sowie der der β-Strahlen-Zerfallsgeschwindigkeit bei gegebener Atomkernladung für verschiedene Atomgewichte erörtert. Er gelangte dabei, in Abänderung und Verallgemeinerung einer vorher von Fajans aufgestellten Regel zu einem entgegengesetzten Verlauf für α- und β-Strahler derart, daß bei α-Strahlern bei gegebener Atomkernladung die α-Zerfallsgeschwindigkeit mit fallendem Atomgewicht bis zu einem Maximum zunimmt, um dann sehr schnell abzunehmen (Beispiel: die Isotopen von Po $Z\,84$). Dabei wurde einem gegebenen Bau des Atomkerns eine bestimmte, im allgemeinen aber verschiedene α- und β-Strahlenzerfallsgeschwindigkeit zugeschrieben. Die durch die Maxima der α-Strahler gehende einhüllende Kurve weist bei Betrachtung verschiedener Atomkernladungen einen analogen Verlauf, wie die Kurve bei gegebener Atomkernladung, aber verschiedenen Atomgewichten auf. Für β-Strahler gilt, wie erwähnt, der antibate Gang.

Diese Regel des Verf. gestattete für unbekannte Isotope bei bestimmter Kernladung die Werte ihrer α- und ihrer β-Strahlenzerfallswahrscheinlichkeit vorauszusehen. Diese Regel erschien nicht auf die bekannten Radioelemente von Tl bis U beschränkt, sondern konnte im Sinne einer allgemeinen Radioaktivität aller Elemente nach kleineren Atomladungen verfolgt werden. Gleichzeitig ermöglichte sie aber auch Voraussagen bezüglich der Zerfallswahrscheinlichkeit der hinter U anzunehmenden Elemente, welche als „Transurane“ bezeichnet werden können.

So gelangte der Verf. zum Schluß, daß sowohl Ekajod, als auch Ekacäsium als radioaktive Isotope α-Strahler von sehr geringer Bildungswahrscheinlichkeit sein dürften. Widdowson und Russell erwarten (1924) diese beiden Elemente nur als radioaktive Abkömmlinge eines Pa-Isotopen mit einem Atomgewicht $A = 233$, dabei als einfache Elemente mit $A = 221$ für $Z\,87$ und $A\,217$ für $Z\,85$, welche beide α-Strahler sein dürften. Nach Goldschmidt (1924) dürfte das einwertige negative Ekajodion lithophil sein, die nichtionenartigen Verbindungen von Ekajod aber chalkophil sein; nach ihm ist Ekacäsium sicher im höchsten Grade lithophil.

Die Reihe der bekannten Elemente bricht mit $Z\,92$ — Uran — ab; gibt es noch „Transurane“? Dieses Abbrechen des periodischen Systems mit Uran könnte auf drei Ursachen zurückgeführt werden: 1. auf eine Instabilität der betr. Atomkerne; 2. auf eine Instabilität der betreffenden Atome, bedingt durch die Wechselwirkung zwischen Atomkern und den ihn umgebenden Elektronen, indem diese in den Atomkern stürzen, so daß keine Erhöhung der positiven Kernladung eintreten kann; 3. auf ein Fehlen dieser Transurane in den uns zugänglichen Gesteinen, bedingt durch die (chemischen) Elektroneneigenschaften dieser Elemente. Alle diese drei Möglichkeiten sind bereits erörtert worden.

Auf die Instabilität der Atomkerne läßt sich die oben erwähnte Regel des Verf. bezüglich der α- und β-Zerfallswahrscheinlichkeit anwenden. Hiernach ist bei den direkt hinter $Z\,92$ folgenden Elementen nur Kurzlebigkeit zu erwarten. Langlebige Elemente dürften erst zwischen etwa $Z\,98$ und $Z\,102$ und dann wieder zwischen etwa $Z\,108$ und $Z\,110$ auftreten, dazwischen sollten sich aber kurzlebige radioaktive Elemente finden. Um nach diesen, vom Verf. vermuteten genügend langlebigen Elementen zu fahnden, muß man über ihre voraussichtlichen Eigenschaften sich ein zuverlässiges Bild machen können (vgl. weiter unten).

Eine auf die den Atomkern umgebenden Elektronen zurückgehende Instabilität des ersteren ist in den ersten Jahren der Rutherford-Bohrschen Atomtheorie gar nicht berücksichtigt worden. Erst die Schrödinger-Bohrschen Tauchbahnen von Elektronen riefen hier eine Wandlung hervor: das sind periphere Elektronen, welche die sonstigen, um den Atomkern verlaufenden Elektronenbahnen durchdringen und dann sehr nahe vom letzteren gelegene Schleifen beschreiben. Diese sind zuerst von Rosseland zur Erklärung der Radioaktivität der Elemente mit hoher Ordnungszahl Z und der Begrenzung des natürlichen Systems 1923 herangezogen worden. Bohr selbst hat bald nach Rosseland darauf hingewiesen, daß eine Elektronenbahn mit den Quantenzahlen n und k in den Atomkern stürzen würde, wenn $\frac{Z_{eff}}{k} = \frac{h\,c}{2\,\pi\,e^2} = 137$; d. h. falls 1 der kleinmöglichste Wert von k ist, so liegt die Grenze des Systems bei $Z_{eff} = 137$, bei $k_{min} = \frac{1}{2}$ (Tab. 3) aber bei $Z_{eff} = 68{,}5$, unter Voraussetzung der Zulässigkeit so einer vereinfachten Rechnung. Wie Sommerfeld (1924) mit Recht hervorhebt, ist das Problem des periodischen Systems erst dann gelöst, wenn nicht nur die

Länge der einzelnen Perioden, sondern auch das Abbrechen des Gesamtsystems erklärt werden kann. Die Berücksichtigung der Wechselwirkung zweier Elektronen in der innersten Elektronenanordnung (*K*-Schale) und der Störung durch die außerhalb dieser Anordnung befindlichen Elektronen und damit die Berechnung Z_{eff} aus Z ist theoretisch noch nicht gelungen.

Die dritte Erklärungsmöglichkeit setzt Hypothesen über die chemisch-physikalischen Eigenschaften der nach U folgenden Elemente voraus. V. M. Goldschmidt vertrat besonders (1924) die Anschauung, daß *Z* 94, *Z* 95 und *Z* 96 die höheren Homologen der Pt-Gruppe sind; er schlägt für sie den Namen „Neptuniumgruppe" vor und meint, es dürfte vielleicht schon mit den heutigen Hilfsmitteln die Möglichkeit bestehen, wenigstens *Z* 94 und *Z* 96 in Pt-Erz oder in Iridosmium zu finden, genügende Langlebigkeit dieser Elemente vorausgesetzt. Nach Goldschmidt endet somit das periodische System scheinbar bei *Z* 92, als dem letzten bekannten lithophilen Element, denn die folgenden Elemente sind unzweifelhaft sehr stark siderophil. Nach ihm sind erst von *Z* 119 an wieder typisch lithophile Elemente von natürlich sehr fraglicher Existenz zu erwarten. Diese Vermutungen über das voraussichtliche geochemische Verhalten dieser unbekannten Elemente sind einfache Extrapolationen der oben behandelten Atomvolumenkerne von Goldschmidt unter Annahme gewisser Homologien der peripheren Elektronen- (besonders der chemischen) Eigenschaften.

14. Die Eigenschaften der Transurane.

Diese Eigenschaften hängen aber bei den Transuranen allererst von der Länge ihrer siebenten, auf Em (*Z* 86) folgenden Periode ab. Enthält nämlich diese Reihe nur 18 Elemente, wie das der Verfasser noch vor mehreren Jahren vertrat, so können keine Zweifel über die Atomnummern der Transurane, als der höheren Homologen der Cs-Em-Periode entstehen, wie ein Blick auf das Schema von Tabelle 14 lehrt. Eka Em würde dann *Z* 104 entsprechen.

Enthält aber diese siebente Periode nicht 18, sondern 32 Elemente, wie das schon von Rydberg (1913) und auch von Bohr (1922) angenommen wurde, so muß Eka Em *Z* 118 sein und es müssen in dieser Reihe irgendwo 14 Elemente zu finden sein, analog den 14 auf La folgenden seltenen Erden von großer chemischer Ähnlichkeit (Ce bis Cp). Es dürfte sich empfehlen, diese Elemente so einer Vierzehnergruppe im Sinne der von Goldschmidt (1925) für die seltenen Erden vorgeschlagenen Bezeichnung („Lanthanide") nach den ihnen vorangehenden Elementen durch Hinzufügung der Silbe „-id" zu benennen. Bohr nimmt in seinem periodischen System diesen Einbau der Vierzehnergruppe kurz nach Uran, wenn nicht schon bei diesem Element in seinem Schema (vgl. Abb. 3) zwischen *Z* 94 und *Z* 107 an; irgendwelche Gründe für diese Annahme finden sich bei Bohr nicht. Darum soll dieser Einbau der Vierzehnergruppe etwas ausführlicher betrachtet werden. Diese Elemente könnten, so lange man über die Einbaustelle im Unklaren ist, als „Transuranide" bezeichnet werden, ohne aber damit sagen zu wollen, daß dieser Einbau nicht schon vor Uran beginnen könnte.

Im Sinne der oben gegebenen quantentheoretischen Behandlung des periodischen Systems bedeutet dieser „Transuraniden-Einbau" die Auffüllung der $O_{VI,\ VII}$-Elektronenuntergruppen mit $n = 5$ und $k = 4$. Die nachstehende Tabelle 15 gibt die Elektronenanordnung der nicht vollbesetzten Hauptgruppen für die zwei als möglich erachteten Fälle der Atomnummer von Ekaemanation an.

Sonst findet im periodischen System diese Einlagerung von Elektronen zwecks Auffüllung von Zwischenschalen nach dem dritten Element einer jeden Periode statt: Sc–Ti, Y–Zr, La–Ce, Ac–Th. Hier im Falle der Uranperiode dürfte bei Gültigkeit der Rydbergschen Regel eine Verspätung dieser Auffüllung der nicht vollbesetzten $O_{VI,\ VII}$-Untergruppen eintreten. Vielleicht ist dies eine Nachwirkung der von Goldschmidt festgestellten Beeinflussung des Atomvolumens der auf die seltenen Erden folgenden Elemente, bedingt durch die Auffüllung der $N_{VI,\ VII}$-Untergruppen bei diesen Elementen („Lanthanidenkonstraktion"). Der vollständigen Homologie der Elemente zwischen Eka Ta und Eka Em mit der Reihe von Ta bis Em entspricht folgende Elektronen- und Quantenzahlenzuordnung (Tab. 16) bei den P- und Q-Untergruppen.

Tabelle 15.

	O_I	O_{II}	O_{III}	O_{IV}	O_V	O_{VI}	O_{VII}	P_I	P_{II}	P_{III}	P_{IV}	P_V ...	Q_I	Q_{II}	Q_{III}
n	5							6					7		
k	1	2		3		4		1	2		3		1	2	
Z 104	2	2	4	4	6			2	2	4	4	6	2	2	4
Z 118	2	2	4	4	6	6	8	2	2	4	4	6	2	2	4

Tabelle 16.

Elektronenanordnung der Transurane.

Z		P_I	$P_{II,III}$		$P_{IV,V} \cdots P_{XI}$		Q_I	$Q_{II,III} \cdots$	
	n	6					7		
	k	1	2		3 … 6		1	2 … 7	
87	Eka Cs	2	2	4			1		
88	Ra	2	2	4			2		
89	Ac	2	2	4	(1)		(2)		
90	Th	2	2	4	(2)		(2)		
	Eka Ta	2	2	4	(3)		(2)		
	Eka W	2	2	4	(4)		(2)		
	TriMn	2	2	4	(4)	(1)	(2)		
	Eka Os	2	2	4	(4)	(2)	(2)		
	Eka Jr	2	2	4	(4)	(3)	(2)		
	Eka Pt	2	2	4	(4)	(4)	(2)		
	Eka Au	2	2	4	4	6	(1)		
	Eka Hg	2	2	4	4	6	(2)		
	Eka Tl	2	2	4	4	6	2	1	
	Eka Pb	2	2	4	4	6	2	2	
	Eka Bi	2	2	4	4	6	2	2	1
	Eka Po	2	2	4	4	6	2	2	2
	Dwi J	2	2	4	4	6	2	2	3
	Eka Em	2	2	4	4	6	2	2	4

Während diese Tab. 16 beiden Elektronenanordnungen von Eka Em der Tab. 15 entspricht, dürfte die Auffüllung der Vierzehnergruppe, d. h. der $O_{VI,\,VII}$-Untergruppen, entsprechend der beigefügten Tab. 17 erfolgen, wo die 14 Transuranide durch die griechischen Lettern α bis ξ bezeichnet sind. Schon die wechselnde Wertigkeit der Elementenreihe von Ta bis Eka J läßt für ihren höheren Homologen das gleiche erwarten, wie das ja auch die obige Tab. 16 zeigt. Das gleiche gilt für die diesen Elementen entsprechenden Transuranide; von ihnen dürften einzelne, wie α, β, ε, ζ und ϑ, noch andere Wertigkeiten aufweisen können. Denn bei den sonst konstant dreiwertigen seltenen Erden kommen noch

Tabelle 17.

Elektronenanordnung der Transuranide.

	O_I	$O_{II,III}$		$O_{IV,V}$		$O_{VI,VII}$	
n	5						
k	1	2		3		4	
	2	2	4	4	6		
α	2	2	4	4	6	1	
β	2	2	4	4	6	2	
γ	2	2	4	4	6	3	
δ	2	2	4	4	6	4	
ε	2	2	4	4	6	5	
ζ	2	2	4	4	6	(5)	(1)
η	2	2	4	4	6	6	1
ϑ	2	2	4	4	6	6	2
ι	2	2	4	4	6	6	3
$\varkappa$	2	2	4	4	6	6	4
λ	2	2	4	4	6	6	5
μ	2	2	4	4	6	6	6
ν	2	2	4	4	6	6	7
ξ	2	2	4	4	6	6	8
	2	2	4	4	6	6	8

andere Wertigkeiten nur bei den ersten Gliedern der beiden Untergruppenauffüllung und bei den letzten Gliedern der ersten Untergruppenauffüllung vor: Ce, sowie Tb können auch 4-wertig, Sm und Eu auch 2-wertig, Pr auch 4- oder 5-wertig (in Pr_6O_{11}) sein. Demnach könnte diese Vierzehnergruppenauffüllung vielleicht schon nach Th (Z 92) oder hinter Pa (Z 93) beginnen, d. h. Pa und U könnten die ersten Thoride mit von Th abweichender Valenz bzw. U könnte das erstere Protactinid mit von Pa abweichender Valenz sein. Die bisher vorliegenden Daten über den Elektronenbau von U genügen noch nicht, um diese Möglichkeiten von vornherein auszuschließen.

Betrachtet man in diesem Sinne das voraussichtliche geochemische Verhalten der Transurane, so erscheinen die oben wiedergegebenen Auslassungen von Goldschmidt über Z 94 bis Z 96 als Ekaplatingruppe als eine unter mehreren zulässigen Möglichkeiten. Ist nämlich U ein Thorid oder Protactinid, (was übrigens eine Änderung der Quantenzahlenzuordnung dieses Elements bezgl. der peripheren Elektronen in Tab. 13 involviert) oder sind die Transuranide defacto Uranide, so reichte die Reihe der lithophilen Elemente höchstens bis Z 106, genügende Beständigkeit vorausgesetzt. Beginnen die Transuranide aber frühestens nach Tri Mn und spätestens nach Eka Pt, so beginnt die Reihe der siderophilen Elemente frühestens mit Z 93 und endet spätestens mit Z 110. Beginnen die Transuranide aber erst nach Eka Au, so liegt der Anfang der chalkophilen Elemente bereits bei Z 97, während das Ende erst bei Z 117 liegen könnte; Dwi Jod dürfte wohl bereits merkbar metallisch und chalkophil sein. Bei der Untersuchung von Gesteinen auf Transurane dürfte es sich empfehlen, obige Gesichtspunkte zu beachten. Möglich ist ein teilweise vorhandener lithophiler Charakter von Trimangan und auch von der Ekaplatingruppe (in viel geringerem Maße), im Vergleich mit Dwimangan und der Platingruppe, vor Einbau der Transuranide, bedingt durch die Erhöhung der Elektropositivität.

Aus den obigen Darlegungen ergibt sich, daß die Elemente Z 107 bis Z 110 auf jeden Fall siderophil sein dürften, es sei denn, daß die Transuranidenreihe erst nach Eka Au beginnen sollte; was aber kaum sehr wahrscheinlich ist, denn das würde eine Verspätung der Einschiebung der Vierzehnergruppe um mindestens 7 Stellen des periodischen Systems bedeuten. Des weiteren hatte die Extrapolation des Verf. über die Stabilität der Atomkerne ergeben, daß im gleichen Bereich von etwa Z 108 bis Z 110 langlebige Elemente zu erwarten sind, welche, wie eben ausgeführt, im Eisenkern der Erde bzw. in Eisenmeteoriten vorkommen könnten. Verf. hat sich vor 6 Jahren

(1919), in Verfolgung einer von ihm vertretenen Hypothese des Ursprungs der durchdringenden Höhenstrahlung der Untersuchung des sog. Polarstaubes zugewendet, welcher zuerst als stark eisenhaltiger Staub von Nordenskjöld auf dem grönländischen Inlandeis festgestellt und von diesem als kosmischen Ursprungs angesehen wurde. Dank dem Entgegenkommen der Eidgenössischen Trans-Grönlandexpedition konnte eine von dieser gesammelte Probe sowohl auf Radioaktivität, als röntgenographisch untersucht werden. Es ergab sich ein Hinweis auf das Vorhandensein von bei Rotglut flüchtigen Stoffen mit schwacher, zeitlich veränderlicher Radioaktivität, welche auf mindestens 3 Elemente schließen ließ. Die röntgenographische Untersuchung ergab unsichere Andeutungen der Gegenwart von Z 108. Wegen Mangel an Material konnten diese Befunde nicht verifiziert werden, doch wäre besonders der letztere nach obigen atomtheoretischen Ausführungen, zu welchen der Verf. zum Teil erst nach diesen experimentellen Untersuchungen gelangt ist, keineswegs unmöglich. Es ist zu hoffen, daß verbesserte Meßmethoden die Existenz solcher Transurane entscheiden und damit auf die Frage der Begrenzung des natürlichen Systems der Elemente neues Licht werfen werden.

Zusammenfassung.

Dieser Bericht gibt einen historisch-kritischen Überblick der Entwicklung der Kenntnisse über die Anordnung der chemischen Elemente zu einem periodischen System. Es wird der Ersatz des Atomgewichts durch die Atomnummer, die Deutung der letzteren durch die Atomforschung, die Erklärung der Periodizität durch Quantenzahlenzuordnung der Elektronen behandelt. Ausführlicher wird die Einteilung der Elektronen in Gruppen, welche durch die verschiedenen Quantensymbole charakterisiert werden, und der sukzessive Aufbau dieser Gruppen dargestellt. Des weiteren wird auf das voraussichtliche natürliche Vorkommen der die noch unbesetzten Stellen des Systems einnehmenden Elemente und auf die Frage der Existenz und der Eigenschaften von nach Uran zu erwartenden Elementen eingegangen.

Schrifttumnachweise zu den einzelnen Abschnitten.

1 und 2. G. Rudorf, Das periodische System. Hamburg und Leipzig 1904.
W. Ostwald, Leitlinien der Chemie. Leipzig 1906. Das natürliche System der chemischen Elemente. Ostwalds Klassiker Nr. 68. 2. Aufl. Leipzig 1913.
Julius Thomsen, Zeitschr. f. anorg. Chem. **9** (1895), 190/3, 283/8.

3. K. Fajans, Radioaktivität und die neueste Entwicklung der Lehre von den chemischen Elementen. 4. Aufl. Braunschweig 1922.
R. Swinne, Die Naturwiss. **8** (1920), 727—34.
J. R. Rydberg, Zeitschr. f. anorg. Chem. **14** (1897), 66—102. Lunds Universitets Arskrift, N. F. Abt. II, **9** Nr. 18. (1913).

4 bis 11. N. Bohr, Abhandlungen über Atombau, Braunschweig 1921.
N. Bohr, Drei Aufsätze über Spektren und Atombau, 2. Aufl. Braunschweig 1924.
N. Bohr, Über den Bau der Atome. 2. Aufl. Berlin 1924.
W. Kossel, Valenzkräfte und Röntgenspektren, 2. Aufl. Berlin 1924.
A. Landé, Fortschritte der Quantentheorie, Dresden und Leipzig 1922. 2. Aufl. 1926.
A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien, 4. Aufl. Braunschweig 1924.
E. Back u. A. Landé, Zeemaneffekt und Multiplettstruktur der Spektrallinien, Berlin 1925.

5. A. Pannekoek, Bull. Astron. Inst. Netherlands. Nr. 21, 11. VII. 1922.

6. A. Landé, Ergebnisse d. exakt. Naturwiss. **2** (1923), 147—162; Die Naturwiss. **13** (1925), 604—606.
W. Gerlach u. O. Stern, Zeitschr. f. Phys. **8** (1921), 110; **9** (1922), 349.

7. W. Kossel, Ann. d. Phys. (4) **49** (1916), 229—362.
R. Ladenburg, Die Naturwiss. **8** (1920), 5—11. Zeitschr. f. Elektrochem. **26** (1920), 262—274.
R. Swinne, Phys. Zeitschr. **17** (1916), 481—488.
L. Vegard, Verh. d. D. Phys. Ges. **19** (1917), 344 bis 353.
E. C. Stoner, Phil. Mag. (6) **48** (1924), 719—736.
W. Pauli jr., Zeitschr. f. Phys. **31** (1925), 765—783.

8. J. D. Main Smith, Chemistry and Atomic Structure, London 1924, bes. Kap. XIII und XIV, Tab. 12 bis 16.

11. R. Swinne, Zeitschr. f. Elektrochem. **31** (1925), 417 bis 423. Wiss. Veröff. d. Siemens-Konzerns **5**, Nr. 1.
F. Hund, Zeitschr. f. Phys. **33** (1925), 345—371, 855—859.
F. Paneth, Ergebn. d. exakt. Naturwiss. **2** (1923), 173.

12. R. Swinne, Die Naturwiss. **7** (1919), 529/30.
V. M. Goldschmidt, Zeitschr. f. Elektrochem. **28** (1922), 411—421; Die Naturwiss. **10** (1922), 918 bis 920; Geochemische Verteilungssätze der Elemente, I: Vid. Selsk. Skrifter I Mat.-naturv. Kl., Nr. 3, Kristiana 1923; II: ib., Nr. 4, 1924: III (mit L. Thomassen), ib. Nr. 5, 1924; IV (mit F. Ulrich u. T. Barth), Skrifter Norske Vid. Akademi, I Mat.-nat.-kl. Nr. 5, Oslo 1925; V (mit T. Barth u. G. Lunde), ib. Nr. 5, 1925.
G. Tammann, Zeitschr. f. anorg. u. allg. Chemie **131** (1923), 96—100; **134** (1924), 269—276.
G. Berg, Zeitschr. f. angew. Chem. **37** (1924), 352 bis 355.

13. G. v. Hevesy, Recherches sur les propriétes du Hafnium, Danske Vid. Selsk. Math.-phys. Medd. VI, 7, 1924.
W. Noddack, J. Tacke und O. Berg, Sitzber. d. Preuß. Akad. d. Wiss., Berlin 1925, 400—409; Die Naturwiss. **13** (1925), 567—474.
R. Swinne, Zeitschr. f. techn. Phys. **6** (1925), 464/5.
P. Günther u. J. Stranski, Zeitschr. f. phys. Chem. **106** (1923), 433—441.
W. Prandtl u. A. Grimm, Zeitschr. f. anorg. u. allg. Chem. **136** (1924), 283—288.
E. Rutherford, J. Roy. Soc. Arts **73**, 389—402; Ref. Phys. Abstr. 1925, Nr. 1677.
St. Meyer, Sitzber. Akad. Wien IIa, **127** (1918), 1283; Zeitschr. f. physik. Chem. **95** (1920), 407.
R. Swinne, Vortrag 19 .VI. 1914 Chem. Ges. Heidelberg, Ref. Zeitschr. f. angew. Chem. **27** (1914), III, 596.

K. Fajans, Le Radium **10** (1913), 171; Physik. Zeitschr. **14** (1913), 950.
W. P. Widdowson u. A. S. Russell, Phil. Mag. (6) **48** (1924), 293—306.
S. Rosseland, Nature **111** (1923), 357.
N. Bohr, Ann. d. Phys. (4) **71** (1923), 266; Die Naturwiss. **11** (1923), 620.
A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien, 4. Aufl. S. 465—470, 1924.
14. N. Bohr, Drei Aufsätze über Spektren und Atombau, 2. Aufl. Braunschweig 1924, S. 126—127.
V. M. Goldschmidt, Geochem. Verteilungsgesetze II, S. 23, 28, 1924; V, S. 10, 53—54, 1925.
A. E. Nordenskjöld, Öfvers. Vet.-Ak. Förhandling. Stockholm 1870, Nr. 10; 1888, Nr. 4.
R. Swinne, Die Naturwiss. 7 (1919), 529—530.

(Eingegangen am 13. November 1925.)

Quantenprobleme der Wärmelehre.

Von A. Eucken.

(Fortsetzung und Schluß aus Nr. 4.)

6. Rotierende Molekeln (Rotationswärme).

Für die Energie einer einzelnen rotierenden (zweiatomigen) Molekel (eines sogenannten zweidimensionalen Rotators) gilt auf Grund der bekannten Beziehung:

$$E_r = \frac{J}{2}\omega^2 = \frac{J}{2}(2\pi\nu)^2,$$

in der J das Trägheitsmoment bedeutet, während ω die Winkelgeschwindigkeit bzw. ν die Umlaufsfrequenz darstellt, die zunächst noch beliebige Werte besitzen kann.

Andererseits führt die Vorstellung einer quantenhaften Energieverteilung analog dem für Oszillatoren geltenden Ansatz zu der Beziehung:

$$E_r = \frac{n h \nu}{2}, \tag{12}$$

in der n wie bei Oszillatoren nur bestimmte, im allgemeinen ganzzahlige Werte annehmen kann. Hieraus folgt:

$$\nu = \frac{n h}{4\pi^2 J}$$

und

$$E_r = \frac{n^2 h^2}{8\pi^2 J} = n^2 \Theta_1 k, \tag{12a}$$

wobei

$$\Theta_1 = \frac{h^2}{8\pi^2 J k} \tag{13}$$

gesetzt ist.

Man erkennt hieraus einerseits, daß nunmehr entsprechend der Ganzzahligkeit von n nur bestimmte Rotationsfrequenzen möglich sind, andererseits, daß das kleinste Energiequantum ($n = 1$) oder der charakteristische Θ-Wert um so größer ist, je kleiner das Trägheitsmoment der Molekel ist. Aus einer Betrachtung der Formel (11) für Oszillatoren, wo die Verhältnisse prinzipiell ebenso liegen wie hier, erkennt man, daß sich bei der Rotationswärme, d. h. dem Anteil der spezifischen Wärme, der der Rotationsbewegung entspricht, um so eher ein „Quanteneffekt" bemerkbar macht, d. h. daß ein Absinken unter den klassischen Wert R (= ca. 2 cal) bei um so höheren Temperaturen beginnt, je größer die charakteristische Temperatur Θ, je kleiner also das Trägheitsmoment der Molekel ist. Das kleinste Trägheitsmoment sämtlicher Molekeln besitzt nun offenbar der Wasserstoff; daher war hier von vornherein am ehesten, d. h. bei noch bequem zugänglichen Temperaturen, der experimentelle Nachweis des Rotationsquanteneffektes, d. h. ein Absinken der Rotationswärme zu erwarten. In der Tat ergaben die Messungen (19), (20), (21), daß die Molwärmen des H_2 zwischen etwa 300 und 60° abs. von 4,90 auf 2,98 cal, die Rotationswärme also von etwa 1,9 cal auf den Wert Null heruntergeht (ein Teil der Beobachtungen ist auf Abb. 3 wiedergegeben). Es wäre nun von größtem Interesse, die Art des Absinkens der Rotationswärme auch bei anderen zwei- und mehratomigen Molekeln experimentell zu ermitteln, doch sind bei diesen die Trägheitsmomente durchweg erheblich größer, so daß dort der Beginn eines merklichen Abfalles erst bei sehr viel tieferen Temperaturen eintreten kann; auf diese Weise gelangt man aber in ein Gebiet, in dem der Dampfdruck der betreffenden Substanzen so klein ist, daß eine Messung der Molwärmen des Gases nicht mehr ausführbar erscheint.[5])

Es liegt nun nahe, sich ebenso wie bei den Oszillatoren der Annahme zu bedienen, die beiden Rotationskomponenten, in die man die gesamte Rotationsbewegung einer zweiatomigen Molekel offenbar zerlegen kann, seien völlig „unabhängig" voneinander. In diesem Falle würde für die einzelne Rotationskomponente nach der klassischen Statistik einfach die Formel

$$\Phi_r = R \ln\left(1 + e^{-\frac{\Theta_1}{T}} + e^{-\frac{4\Theta_1}{T}} + \ldots + e^{-\frac{n^2\Theta_1}{T}}\right) \tag{14}$$

gelten, wenn man zunächst wiederum nach der klassischen Statistik den Quantengewichtszahlen überall den Wert 1 gibt (23). Um zu dem richtigen Wert für die Rotationswärmen zu gelangen, wäre das Endergebnis in diesem Falle, analog wie bei den dreidimensionalen Oszillatoren der festen Körper, nachträglich mit der Zahl der Freiheits-

[5]) Allerdings glaubt Giacomini (22), auch beim Ammoniak dicht unterhalb der Zimmertemperatur einen sehr erheblichen Abfall der Rotationswärme beobachtet zu haben, doch würde dies besagen, daß Ammoniak etwa ein Trägheitsmoment von der gleichen Größe besitze wie Wasserstoff, was mit sämtlichen sonstigen Erfahrungen (z. B. optischen Beobachtungen) völlig unvereinbar erscheint.

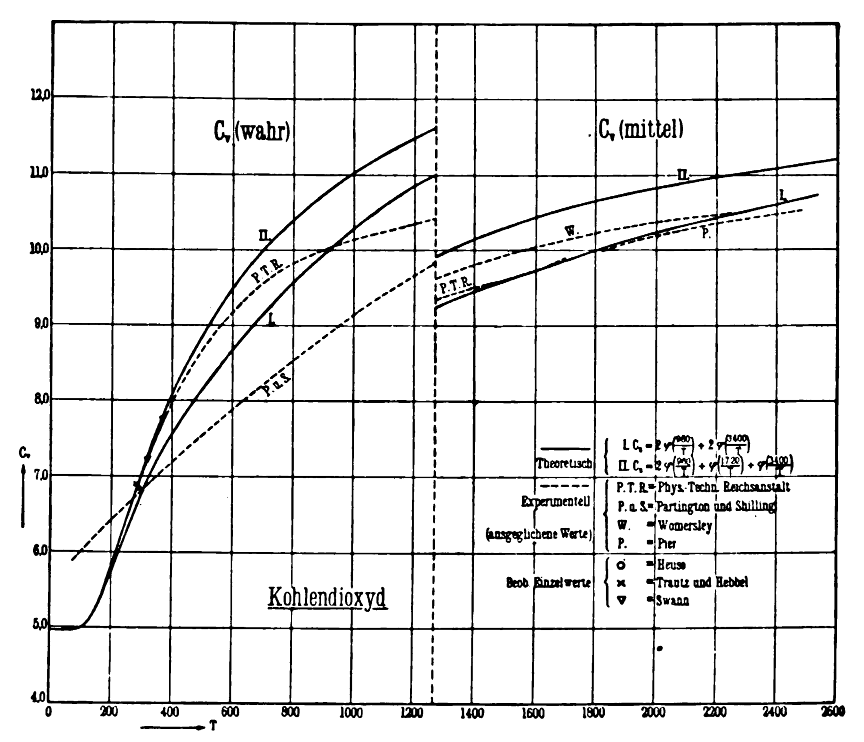


Abb. 2. Molwärme der Kohlensäure.

grade, also hier mit dem Faktor 2 zu multiplizieren. Die so erhaltene Kurve ist auf Abb. 3 (mit V bezeichnet) wiedergegeben. Man erkennt, daß sie sich dem beobachteten Verlauf der Molwärmen des Wasserstoffs offenbar nicht anpassen läßt. Rechnet man nun mit einer Nullpunktsenergie, d. h. gibt man dem ersten, energielosen Gliede die Gewichtszahl $g_0 = 0$, während man für die übrigen die Gewichtszahl 1 beibehält, so gelangt man zu der Formel:

$$\Phi_r = R \ln e^{-\frac{\Theta_1}{T}} \left(1 + e^{-\frac{\Theta_2}{T}} + e^{-\frac{8}{3}\frac{\Theta_2}{T}} \dots e^{-\frac{n^2-1}{3}\frac{\Theta_2}{T}}\right), \tag{14a}$$

wobei

$$\Theta_2 = 3\,\Theta_1 = \frac{3\,h^2}{8\,\pi^2 J k} \tag{15}$$

gesetzt ist. Bei der Berechnung der Rotationswärme nach Gl. (5) fällt wiederum der Faktor $e^{-\frac{\Theta_1}{T}}$ fort; wirksam ist daher nur die in Klammern stehende Reihe, die sich nur relativ wenig von der Reihe (14) unterscheidet.

Eine weitere, von **Schrödinger** erörterte Möglichkeit (24) besteht darin, Gl. (12a) abzuändern und mit halbzahligen Werten für die Quantenlaufzahlen n zu rechnen, was eine Berücksichtigung des bisher vernachlässigten Impulses (Kreiselwirkung) der innerhalb der Molekel rotierenden Elektronen bedeutet. Setzt man daher

$$\left.\begin{aligned} \nu &= \frac{n\,h}{4\,\pi^2 J} \\ E_r &= \frac{n^2 h^2}{8\,\pi^2 J} \end{aligned}\right\} \text{ mit } n = 0, \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2} \dots \frac{2m-1}{2},$$

so ergibt sich **entweder**:

$$\Phi_r = R \ln\left(1 + e^{-\frac{\Theta_3}{T}} + e^{-\frac{9\,\Theta_3}{T}} + \dots e^{-\frac{(2m-1)^2\,\Theta_3}{T}}\right) \tag{16}$$

$$\text{mit } \Theta_3 = \frac{h^2}{32\,\pi^2 J k} \tag{17}$$

oder:

$$\Phi_r = R \ln e^{-\frac{\Theta_3}{T}} \left(1 + e^{-\frac{\Theta_4}{T}} + e^{-\frac{3\,\Theta_4}{T}} + \dots + e^{-\frac{m(m-1)}{2}\frac{\Theta_4}{T}}\right) \tag{18}$$

$$\text{mit } \Theta_4 = \frac{h^2}{4\,\pi^2 J k}, \tag{19}$$

je nachdem man ohne oder mit Nullpunktsenergie rechnet.

Wiederum sind die entstehenden Reihen mit denen der Gl. (14) und (14a) nahe verwandt, indem auch hier bei der Berechnung von C_r der Faktor $e^{-\frac{\Theta_3}{T}}$ fortfällt. Aus diesem Grunde zeigt nach ihnen die Rotationswärme einen ähnlichen Temperaturverlauf wie Kurve V, der mit den Beobachtungen nicht vereinbar ist. Es scheint

daher nichts übrig zu bleiben, als auch für die Gewichtszahlen g_1, g_2 usw. Zahlenwerte zu verwenden, die von 1 verschieden sind.

Dennoch kann man schon jetzt unter den verschiedenen Möglichkeiten eine gewisse Auswahl treffen, wenn man sich auf den Anstieg der Rotationswärme bei den tiefsten Temperaturen beschränkt und die Größe des auf völlig anderem Wege (optisch) ermittelten Trägheitsmomentes heranzieht. Bei sehr tiefen Temperaturen fällt nämlich nur das erste Glied der Reihenentwickelungen ins Gewicht, das ja bis auf die Bedeutung der charakteristischen Temperatur Θ_1 (bzw. Θ_2, Θ_3, Θ_4) bei sämtlichen vier Reihen das gleiche ist; für die Rotationswärme erhält man in diesem Gebiet überall:

$$C_r = R\left(\frac{\Theta}{T}\right)^2 e^{-\frac{\Theta}{T}}. \tag{20}$$

Diese Formel läßt sich in der Tat dem am Wasserstoff bei tiefen Temperaturen beobachteten Verlauf der C_v-Kurve gut anpassen, wenn man Θ etwa den Wert 550 erteilt. Hieraus ergeben sich nun, je nachdem man die Beziehung Gl. (13), (15), (17) oder (19) für Θ verwendet, folgende Werte für das Trägheitsmoment: $0{,}7 \cdot 10^{-41}$; $2{,}1 \cdot 10^{-41}$, $0{,}175 \cdot 10^{-41}$, $1{,}4 \cdot 10^{-41}$.

Demgegenüber berechnen sich aus dem Bandenemissionsspektrum (sogenanntes Viellinienspektrum) des Wasserstoffs Werte des Trägheitsmomentes, die etwa bei $1{,}75 \cdot 10^{-41}$ liegen (25), (26). Diese sind allerdings insofern nicht ohne weiteres mit dem Trägheitsmoment der Rotationswärmen vergleichbar, da erstere sich auf „angeregte", letztere auf „normale" Molekeln beziehen. An sich liegt nun die Vermutung nahe, daß die angeregte Molekel gegenüber der normalen etwas vergrößert sei, daß also auch das Trägheitsmoment der angeregten Molekel größer sei, als das der normalen. Dies würde dafür sprechen, daß der aus Gl. (19) hervorgehende Wert $1{,}4 \cdot 10^{-41}$ und damit die Reihe Gl. (18) bis auf die Gewichtszahlen g_1, g_2 ... richtig sei.[6]) Vergleicht man indessen die optischen Trägheitsmomente der verschiedenen Anregungszustände miteinander, so findet man merkwürdigerweise, daß das Trägheitsmoment um so kleiner wird, je höher der Anregungszustand ist; hiernach wäre also für den Normalzustand das Trägheitsmoment $2{,}1 \cdot 10^{-41}$ wahrscheinlicher als $1{,}4 \cdot 10^{-41}$. Bevor die Frage nach dem Trägheitsmoment der normalen H_2-Molekel auf Grund optischer Versuche endgültig entschieden ist — dies ist auf Grund von Absorptionsmessungen im sehr kurzwelligen ultravioletten Gebiet prinzipiell möglich, wenn auch experimentell schwierig ausführbar — wird es zweckmäßig sein, die beiden Werte 1,4 und $2{,}1 \cdot 10^{-41}$ des Trägheitsmomentes als im Bereiche der Möglichkeit liegend anzusehen.

Dies führt zu dem bemerkenswerten Ergebnis, daß nur die Formeln (14a) und (18) ernstlich in Frage kommen, die beide auf der Annahme des Vorhandenseins einer Nullpunktsenergie beruhen. Daß hiermit die klassische Statistik im Prinzip durchbrochen ist, indem eine prinzipielle Ausschließung des energielosen (rotationslosen) Zustandes mit ihr unvereinbar ist, wurde bereits oben betont.

Um nun eine Übereinstimmung der Berechnung mit den Beobachtungen bei höheren Temperaturen zu erreichen, die auf Grund der Reihen Gl. (14a) und (18) nicht mehr möglich ist, empfiehlt es sich, dem Vorgehen Schrödingers (24) zu folgen, und die Quantengewichtszahlen g_1, g_2, g_3 usw. nicht mehr von vornherein gleich 1 zu setzen, sondern zunächst unter Beschränkung auf die Reihe (18) empirisch aus dem Temperaturverlauf der Rotationswärmen bei etwas höheren Temperaturen zu ermitteln.

Es ergab sich mit den Gewichtszahlen $g_1 = 1$, $g_2 = 2$, $g_3 = 4$ die auf Abb. 3 durch *I*, mit $g_1 = 1$, $g_2 = 1{,}75$, $g_3 = 4{,}2$ die durch *II* dargestellte Kurve.[7]) Die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Berechnung ist zwar gegenüber den früheren Berechnungen wesentlich verbessert, aber doch namentlich mit den Zahlen 1, 2, 4 nicht so gut, wie es wünschenswert und möglich erscheint; insbesondere liefert die Berechnung bei Zimmertemperatur zweifellos zu kleine Werte. Allerdings hat Schrödinger die Gewichtszahlen so ausgewählt, daß der klassische Wert $C_v = R$ oberhalb Zimmertemperatur nirgends überschritten wird. Doch ist es zum mindesten sehr zweifelhaft, ob diese beschränkende Annahme gerechtfertigt ist. Versucht man nämlich neuere, nach den Berechnungen Schrödingers veröffentlichte Messungen Brinkworths (21), die bis 20° C und $C_v = 4{,}8\ T$ hinaufreichen, nach höheren Temperaturen hin zu extrapolieren, so gewinnt es den Anschein, als ob der klassische Wert ($C_r = R$) zwischen 50 und 100° C vorübergehend überschritten werde.[8]) Ein stich-

[6]) Allerdings muß darauf hingewiesen werden, daß Dieke (27) auf Grund einer neuerlichen Auswertung des Viellinienspektrums zu einem erheblich größeren Wert des Trägheitsmoments der H_2-Molekel ($8{,}2 \cdot 10^{-41}$) gelangt, doch bezeichnet dieser Autor das so erhaltene Ergebnis selbst als unsicher und vermutet, daß es noch mit dem Faktor $\frac{1}{2}$ oder $\frac{1}{4}$ versehen werden müsse.

[7]) Bis zu einer Temperatur von 300° brauchen die höheren Glieder nicht berücksichtigt zu werden. Allerdings erhält nunmehr mit $g_2 \simeq 2$ auch die Formel (20) noch den Faktor 2, doch wird hierdurch nur eine recht geringfügige Änderung von Θ bedingt, so daß die obigen Überlegungen hierdurch nicht beeinträchtigt werden.

[8]) Die bisher in diesem Gebiete angestellten, z. T. relativ alten Messungen sind zu ungenau, um etwas Bestimmtes aussagen zu können. Neue Versuche, die die Ausfüllung dieser Lücke zum Ziel haben, sind im Phys. chem. Institut der Techn. Hochschule Breslau bereits begonnen worden.

haltiger theoretischer Grund, daß dies von vornherein ausgeschlossen sei, dürfte nicht vorliegen.

Eine vollständige theoretische Deutung der von Schrödinger angegebenen „empirischen“ Quantengewichtszahlen steht noch aus. Nimmt man das Ergebnis, daß g_0 von vornherein gleich 0 gesetzt werden muß, hinzu, so wird man sich insgesamt dem Eindruck nicht entziehen können, daß tatsächlich die von der klassischen Statistik gelieferten Unterlagen für die Quantenstatistik nicht ausreichen.

Immerhin ist, wie namentlich eine umfassende Untersuchung F. Reiches (28) zeigte, der Unterschied zwischen klassischer und Quantenstatistik doch sicherlich in diesem Falle nicht so erheblich, wie es etwa auf Grund des Unterschiedes der beiden Reihen $g_1 : g_2 : g_3 = 1 : 1 : 1$ (klassisch) und $1 : 2 : 4$ (quantenhaft) zunächst erscheinen mag, wenn man die obige Annahme, daß die beiden Rotationen unabhängig voneinander seien, preisgibt. Ein derartiges Vorgehen muß wohl in der Tat als sehr plausibel bezeichnet werden, da die Verhältnisse in dieser Hinsicht offenbar bei einer freien Rotation anders liegen als bei Schwingungen innerhalb eines festen Raumgitters. Das Verbundensein der beiden Rotationskomponenten des zweidimensionalen Rotators kommt nun dadurch zum Ausdruck, daß man in der Doppelsumme [vgl. Gl. (8)]:

$$\sum_{n_1}\sum_{n_2} e^{-\frac{E_{n_1}+E_{n_2}}{kT}}, \qquad (21)$$

in der vorläufig die Gewichtszahlen wiederum gleich 1 gesetzt sind, nicht die Energien der einzelnen Rotationskomponenten einführt, sondern die Energie beider Rotationskomponenten $E_n = E_{n1} + E_{n2}$ als Funktion einer Quantenlaufzahl, die sich additiv aus den Quantenlaufzahlen n_1 und n_2 zusammensetzt. Es ist daher an Stelle von (20) zu schreiben:

$$\sum_{n_1}\sum_{n_2} e^{-\frac{(n_1+n_2)^2 h^2}{8\pi^2 JkT}}.$$

Führt man diese Summierung nun aus, so erkennt man, daß jedes Glied mit einem bestimmten Wert n eine Anzahl Male, und zwar so oft auftreten muß, als sich die Zahl n aus zwei anderen Zahlen zusammensetzen läßt; beispielsweise tritt das zweite Glied der Reihenentwicklung ($n = 1$) zweimal entsprechend

$$\left\{\begin{matrix} n_1 = 0, & n_1 = 1 \\ n_2 = 1, & n_2 = 0 \end{matrix}\right\},$$

das dritte Glied ($n = 2$) dreimal entprechend

$$\left\{\begin{matrix} n_1 = 0, & n_1 = 1, & n_1 = 2 \\ n_2 = 2, & n_2 = 1, & n_2 = 0 \end{matrix}\right\},$$

das $n$te Glied $(n + 1)$ mal auf.

Hierdurch entsteht somit die einfache Reihe:

$$\sum (n+1)\, e^{-\frac{n^2 h^2}{8\pi^2 JkT}} \qquad (22)$$

Die Quantengewichtszahlen bilden somit die Reihe $1 : 2 : 3 : 4$, besitzen somit in der Tat von eins verschiedene Werte und zwar solche, die sich wenigstens nicht allzuweit von der von Schrödinger empirisch angegebenen Zahlenreihe entfernen.

Der nach den obigen Ausführungen wegen des Trägheitsmomentes nötige Ausfall des ersten Gliedes (Nullpunktsenergie) führt dann allerdings zu der Reihe $1 : 1{,}5 : 2 \ldots$, die für eine Darstellung der Beobachtungen nicht geeignet ist. Indessen bestehen, wie Reiche zeigte, noch andere Möglichkeiten einer Berechnung: wenn man z. B. den Quantenzahlen n der einen Rotationskomponente stets zwei Umlaufsmöglichkeiten der zweiten Komponente (Rechtsumlauf und Linksumlauf) zuordnet, so erhält man für die Reihe der Gewichtszahlen: $1, 3, 5, 7 \ldots (2n - 1)$, bzw. bei Vorhandensein einer Nullpunktsenergie $1 : 5/3 : 7/3$. Die beste Anpassung an die Beobachtungen erhielt Reiche, indem er in der Reihe (14) die Quantengewichte $g_1 = 1$, $g_2 = 2$, $g_3 = 3$, $g_4 = 4 \ldots$ einführte (Abb. 3, Kurve IV), doch ließ sich gerade dieser Ansatz, ebenso wie die Schrödingerschen Zahlen, vorläufig nicht im Sinne der klassischen Theorie begründen.

Immerhin darf die Koppelung der beiden Rotationsfreiheitsgrade auf Grund nicht nur der Untersuchung Reiches, sondern auch sonstiger neuerer theoretischer Arbeiten über die Quantelung von Rotatoren sichergestellt gelten. Dies ist insofern von Bedeutung, als damit die Quantengewichtszahlen für hohe Werte von n einigermaßen festgelegt sind. Denn es ist unbedingt zu erwarten, daß in diesem Gebiet (experimentell erreicht man dasselbe durch Aufsuchen hoher Temperaturen) klassische Statistik und Quantenstatistik zusammenfallen, während bei kleinen n-Werten offenbar prinzipielle Unterschiede vorhanden sind.

Man gelangt auf diese Weise zu folgendem Ergebnis: Die Quantengewichtszahlen der höheren Glieder werden durch eine Reihe vom Typus der Gl. (22) richtig dargestellt, doch hat man, um in Temperaturgebieten, bei denen die niedrigen Glieder ins Gewicht fallen, nicht nur g_0 gleich Null zu setzen, sondern auch die übrigen zu Anfang stehenden g-Werte mit Faktoren < 1 zu versehen. Die Schrödingersche Reihe $1, 2, 4 \ldots$ bedingt beispielsweise bei der (klassischen) Reicheschen Reihe (22) die Anbringung der „Quantenfaktoren“ 0 für g_0, $\frac{1}{2}$ für g_1 und $\frac{2}{3}$ für g_2, während bei g_3 bereits der normale Wert 1 erreicht ist. Physikalisch besagt dies, daß die Zustände, die durch einen kleinen Energiegehalt ausgezeichnet sind, eine (im Vergleich zu den klassischen Ge-

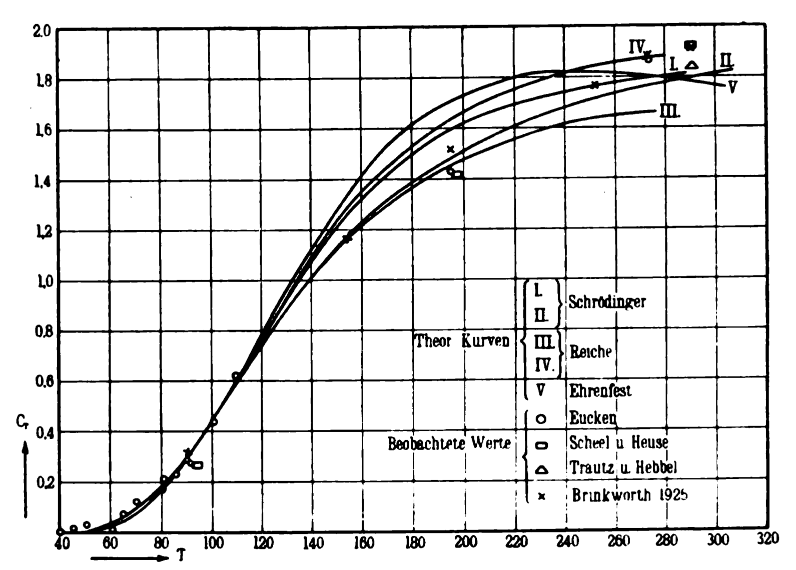


Abb. 3. **Rotationswärme des Wasserstoffs bei tiefen Temperaturen.**

setzen) abnorm kleine aprioristische Wahrscheinlichkeit besitzen. Wenn auch dieses Ergebnis in quantitativer Hinsicht als provisorisch anzusehen ist, so darf wohl schon jetzt angenommen werden, daß die endgültige quantitative Lösung des Problems nicht mehr allzufern ist, und daß sie in der angegebenen Richtung zu finden sein wird.

7. Verdampfungsgleichgewicht einatomiger Körper.

Wie **Herzfeld** (1) zeigte, gelangt man von Gl. (1) ausgehend verhältnismäßig leicht zu einer Lösung des Problems, wenn man sich auf so tiefe Temperaturen beschränkt, daß man die Molwärme des Kondensats bereits als verschwindend klein ansehen kann, während die Dichte des Dampfes so gering ist, daß für ihn das ideale Gasgesetz Gültigkeit besitzt. Der Impulsraum des Dampfes ist durch Gl. (2) gegeben; das mittlere Raumvolumen dagegen durch $V_g e^{-\frac{L_0}{RT}}$, da sämtliche Atome im Gasraum eine gegenüber dem Kondensat um L_0/N_L höhere potentielle Energie besitzen (L_0 = Verdampfungswärme beim abs. Nullpunkt pro Mol). Für das mittlere Phasenvolumen eines festen Atomes hat man dagegen nach Abschnitt 4 zu setzen: h^3; somit für das aus N_f-Atomen bestehende Kondensat: $N_f h^3$. Somit folgt für das Gleichgewicht Dampf-Kondensat:

$$\frac{N_g}{N_f} = \frac{(2\pi k T m)^{3/2} V_g e^{-\frac{L_0}{RT}}}{N_f h^3}, \qquad (23)$$

wenn N_g die Zahl der im Dampf, N_f die im festen Zustand befindlichen Atome bedeuten.

Dabei ist von der Einführung von Quantengewichten u. dgl. vorläufig abgesehen worden, d. h. in statistischer Hinsicht beruht die Formel trotz der Einführung des quantenhaften Phasenvolumes $N_f h^3$ noch auf klassischer Grundlage. Da nun

$$\frac{N_g}{V_g} = \frac{n_g N_L}{V_g} = c N_L = \frac{N_L p}{RT} = \frac{p}{kT}$$

(n_g Zahl der gasförmigen Mole, c Konzentration des Gases), folgt:

$$\ln p = -\frac{L_0}{RT} + \frac{5}{2}\ln T + \ln\frac{(2\pi k m)^{3/2} k^{5/2}}{N_L h^3}$$

oder nach Einführung dekadischer Logarithmen, des Atomgewichtes $M = m N_L$ und der bekannten numerischen Werte für die universellen Konstanten h, k, R und N_L:

$$\left.\begin{aligned}\log_{10} p = -\frac{L_0}{4{,}571\, T} + \frac{5}{2}\log_{10} T - 1{,}585 \\ + 1{,}5 \log_{10} M.\end{aligned}\right\} \qquad (24)$$

Diese zuerst (auf anderem Wege) von **Sackur** (29), **Stern** (30) und **Tetrode** (31) abgeleitete Formel stimmt in ihren beiden ersten temperaturabhängigen Gliedern mit dem Ergebnis der thermodynamischen Berechnung überein. Sie geht aber über diese insofern hinaus, als sie auf Grund der beiden letzten Glieder den Absolutwert des Dampfdruckes liefert und daher die Lösung eines der wichtigsten und seit langem vergebens bearbeiteten Problemes der Wärmelehre zu verkörpern beansprucht.

Die Prüfung der experimentellen Formel ist nicht ganz einfach und stellt relativ hohe Anforderungen an die Genauigkeit der Messungen (außer den Dampfdrucken und der Verdampfungswärme ist bei der praktischen Auswertung der Formel (24) noch ein nur bei den tiefsten Tem-

peraturen fortfallendes Glied zu berücksichtigen, das die Atomwärme des Kondensats enthält). Das Ergebnis der Prüfung, die zuerst in exakter kritischer Weise von Nernst (6) an H_2, Ar und Hg durchgeführt wurde, schien zunächst die Gleichung zu bestätigen. Eine auf Grund neuerer Beobachtungen und an einigen weiteren Substanzen durchgeführte Berechnung führt indessen, wie nachfolgende, von F. Simon (32) herrührende Zusammenstellung lehrt, zu einem weniger günstigen Bilde, indem an Stelle der Zahl — 1,585 z. T. erheblich abweichende Werte gefunden wurden.

Substanz:	Anstatt — 1,585 wurde beobachtet:
H_2	— 1,56 ± 0,03
Ar	— 1,61 ± 0,04
C	etwa — 1,6
Zn	— 1,62 ± 0,10
Cd	— 1,56 ± 0,10
Hg	— 1,50 ± 0,06
Na	— 1,2 ± 0,15
Pb	— 0,8 ± 0,2

Nach wie vor besteht zwar bei einer Anzahl von Stoffen eine befriedigende Übereinstimmung, bei anderen, insbesondere beim Na und Pb dagegen sind die Abweichungen so beträchtlich, daß sie die Versuchs- und Auswertungsfehler zweifellos übersteigen, daß daher der theoretische Wert — 1,585 hier als unzutreffend angesehen werden muß. Im Sinne der Formel (23) besagen die bisher gefundenen Abweichungen, und hierin darf wohl das wesentliche Ergebnis der bisherigen Untersuchungen erblickt werden, daß das Phasenvolumen $N_f h^3$ des Kondensats zuweilen mit einem Faktor kleiner als 1 versehen werden muß, daß also in diesen Fällen, ähnlich wie in Abschnitt 6 gefunden wurde, ein spezifischer Quantenfaktor auftritt, der die tatsächliche Wahrscheinlichkeit des festen Zustandes gegenüber der klassisch zu erwartenden herabsetzt.

Ein Urteil, ob die Faktoren sich empirisch mit irgendeiner anderen physikalischen Eigenschaft der Stoffe in Zusammenhang bringen lassen, ist zurzeit wohl verfrüht. Die Vermutung Simons, daß sie um so mehr von 1 verschieden seien, je höher der Siedepunkt liegt, wird offenbar durch den, wenn anch nicht völlig sicheren, so doch einigermaßen wahrscheinlichen für Kohlenstoff gefundenen Wert (33) widerlegt. Näherliegend erscheint wohl zurzeit die Annahme, daß eine Regelmäßigkeit der Abweichungen vielleicht erkennbar wird, wenn man die Stoffe vom Standpunkt des periodischen Systems der Elemente betrachtet, doch fehlt es hierzu noch an experimentellem Material.

8. Kondensierte Mehrkomponentensysteme (Nernstsches Theorem).

Noch weiter vereinfachen sich die Überlegungen, wenn man sie auf das Gleichgewicht bzw. die freie Energie der Umwandlung fester Körper untereinander anwendet. Das einfachste Beispiel für derartige Fälle bieten zwei allotrope Modifikationen ein- und desselben Stoffes, aber auch beliebige chemische Reaktionen, an denen nur feste Stoffe beteiligt sind, lassen sich hier ohne weiteres einordnen. Faßt man für eine formelmäßige Behandlung der Einfachheit wegen zunächst nur das erstgenannte Beispiel ins Auge, so folgt unmittelbar:

$$\frac{N_{f1}}{N_{f2}} = \frac{N_{f1}\,h^3}{N_{f2}\,h^3}\, e^{-\frac{W_0}{RT}}, \qquad (25)$$

wenn N_{f1} die Zahl der Atome der einen, N_{f2} die der anderen Komponente darstellt und W_0 die Umwandlungswärme des Stoffes beim absoluten Nullpunkt oder den Überschuß der potentiellen Energie der Modifikation 1 über die der Modifikation 2 bedeutet.

Für die praktische Berechnung etwa der Gleichgewichtstemperatur zweier Modifikationen ist die Formel in dieser einfachen Gestalt allerdings nicht ohne weiteres verwendbar (sie würde zu der Gleichgewichtstemperatur $T = \infty$ führen), sondern es ist noch, ähnlich wie beim Verdampfungsgleichgewicht, die Einführung derjenigen Glieder erforderlich, die die spezifischen Wärmen enthalten, doch läßt sie unmittelbar erkennen, daß in ihr bei logarithmischer Schreibweise kein konstantes, von T unabhängiges Glied auftritt. Dies entspricht dem Nernstschen Wärmesatz, der sich somit in gewisser Hinsicht als eine unmittelbare Übertragung der klassischen Statistik auf einen Quantenprozeß darstellt. Nach den in den Abschnitten 6 und 7 mitgeteilten Erfahrungen wäre es nicht verwunderlich, wenn sich auch hier, zwar nicht stets, aber doch hin und wieder spezifische Quantenfaktoren geltend machten, wenn also das von dem Nernstschen Theorem geforderte Verschwinden der erwähnten Konstanten nicht immer einträte. Eine dahingehende Prüfung des bisher vorliegenden, für diese Zwecke am geeignetsten erscheinenden Beobachtungsmaterials ist von Eucken und Fried (34) durchgeführt worden. Es ergaben sich in der Tat in einer Reihe von Fällen endliche Zahlenwerte für die Konstante, die sich anscheinend nicht mehr durch Beobachtungsfehler erklären lassen. Der größte Wert, in dekadisch-logarithmischer Zählung 1,0, ergab sich bei der Ammoniakbildung ($3\,H_2 + N_2 = 2\,NH_3$, sämtliche Stoffe als fest angenommen). Derselbe wirkt in dem Sinne, daß die aprioristische Wahrscheinlichkeit der Komponenten (bezogen auf 2 Mole NH_3)

etwa zehnmal größer ist als die der Verbindung. Die Sicherheit dieses Ergebnisses ist zwar von Simon (35) angezweifelt worden, doch besteht nach Eucken und Fried (36) kein Anlaß, diese Kritik in dem von ihr beanspruchten Umfange als berechtigt anzuerkennen. Wenn es auch durchaus als im Bereich der Möglichkeit liegend angesehen werden muß, daß einzelne der ursprünglich von Eucken und Fried angegebenen Zahlenergebnisse sich auf Grund neuerer Messungen noch etwas ändern werden, so dürften diese Änderungen schwerlich überall zu einem völligen Verschwinden der Konstanten führen.

9. Schluß.

Die vorstehend besprochenen Beispiele lassen wohl mit genügender Deutlichkeit erkennen, auf welches Hauptproblem sich zahlreiche Untersuchungen der heutigen Wärmelehre zuspitzen. Sieht man von allen theoretischen Schwierigkeiten ab, so zeigt sich, daß im gegenwärtigen Stadium ein wirklicher Fortschritt oder gar eine endgültige Lösung eine Reihe von Präzisionsmessungen großen Umfangs erfordert, daß aber durch diese das Ziel wohl wirklich erreichbar sein wird. Die Wärmelehre befindet sich somit in dem Zustande sämtlicher älteren Wissenschaften, bei denen die leichter zugänglichen Früchte längst geborgen sind, und wo es daher größerer Anstrengungen bedarf, um die gesamte Ernte einzubringen. Es liegt nahe, sich unter diesen Verhältnissen die Frage vorzulegen, ob zu den auf solche Weise nur schwer erringbaren Erkenntnissen nicht möglicherweise von anderen Gebieten der Physik aus ein sehr viel leichter gangbarer Weg führt. Da man wohl die Hauptfortschritte der Quantenlehre während der letzten Jahre der Optik verdankt, wird man daran denken, von ihr aus auch das Problem der Quantenstatistik in Angriff zu nehmen. Denn hier ist man ja im Gegensatz zu der Wärmelehre in der glücklichen Lage (etwa beim Entstehen einer Spektrallinie), einzelne quantenhafte Vorgänge erkennen zu können. Daher scheint es nahe zu liegen, aus den Intensitätsverhältnissen verwandter Spektrallinien unmittelbare Rückschlüsse auf die statistische Häufigkeit der verschiedenen „Ausgangs-Zustände“ derselben zu ziehen. Dies ist indessen nicht ohne weiteres zulässig, denn die relative Intensität der Spektrallinie hängt nicht allein ab von der Häufigkeit des Anfangszustandes, sondern in gleicher Weise von der sogenannten Übergangswahrscheinlichkeit. Es ist z. B. denkbar, daß ein bestimmter Anfangszustand zwar relativ häufig ist, trotzdem kann die Intensität der von ihm ausgehenden Spektrallinien sehr klein sein, wenn die Übergangswahrscheinlichkeit zu anderen Zuständen nur gering ist. Daß infolge einer Verschiedenheit der Übergangswahrscheinlichkeit unter Umständen eine starke Verzerrung des Bildes bewirkt wird, geht aus der Intensitätsverteilung der Einzellinien innerhalb verschiedener sichtbarer oder ultravioletter Bandenspektren hervor. Z. B. ist beim Bandenspektrum des Stickstoffs nach der klassischen Theorie das Intensitätsmaximum bei einer Quantenzahl von $n = 7$ zu erwarten (es darf wohl angenommen werden, daß man sich hier bereits außerhalb der im Abschnitt 6 besprochenen Abweichungen befindet), dagegen liegt das tatsächlich beobachtete Maximum des sogenannten Cyanbandenspektrums etwa bei $n = 30$. Trotzdem bestehen Möglichkeiten, ohne das Gebiet der Optik zu verlassen, die beiden Faktoren: Übergangswahrscheinlichkeit und Häufigkeit der Ausgangszustände einer Spektrallinie voneinander getrennt zu ermitteln, allerdings kann man sich hierbei nicht allein auf experimentelle Ergebnisse stützen, sondern bedarf gewisser theoretischer Annahmen. Ansätze zu derartigen Berechnungen für Oszillatoren und Rotatoren enthält eine Untersuchung von Reiche und Thomas (37) (vgl. auch die S. 183 zitierten Arbeiten von Heisenberg, Born und Jordan).

So erscheint denn, wenigstens vom heutigen Standpunkt beurteilt, in der Ermittelung der Häufigkeiten bzw. der aprioristischen Wahrscheinlichkeiten der verschiedenen Quantenzustände nach wie vor eine charakteristische Aufgabe der Wärmelehre vorzuliegen, deren Lösung voraussichtlich für die weitere Zukunft einen wesentlichen Teil ihrer Kräfte in Anspruch nehmen wird.

Literaturverzeichnis.

1) K. F. Herzfeld, Phys. Ztschr. **22** (1921), 186; **23** (1922), 95.
2) K. F. Herzfeld, Müller-Pouillet's Lehrbuch der Physik, 11. Aufl. Braunschweig 1925, Bd. III, 2, S. 147 f.
3) Lord Kelvin, Vorlesungen über Molekulardynamik usw., Leipzig und Berlin 1909, S. 408 f.
4) M. Planck, Verh. d. Deutsch. phys. Ges. **2** (1900), 237.
5) A. Einstein, Ann. d. Phys. **22** (1907), 180, 800.
6) W. Nernst, Die theoretischen und experimentellen Grundlagen des neuen Wärmegesetzes. Halle 1918 (Zusammenfassung sämtlicher Arbeiten über das fragliche Gebiet).
7) Bohr, Kramers und Slater, Ztschr. f. Phys. **24** (1924), 69.
8) W. Bothe und H. Geiger, Ztschr. f. Phys. **32** (1925), 639.
9) H. Poincaré, Journ. d. phys. (5) **2** (1913), 5.
10) K. Wohl, Ztschr. f. Elch. **30** (1925), 36, 54.
11) Füchtbauer und Holm, Phys. Ztschr. **26** (1925), 345.
12) Mark, Ztschr. f. Elch. **31** (1925), 523.
13) Keesom und de Smedt, Versl. Amsterdam, Deel **33** (1924), Nr. 4 u. 6.
14) A. Eucken, Ztschr. f. phys. Ch. **100** (1922), 159.
15) Born und v. Kármán, Phys. Ztschr. **13** (1912), 297; **14** (1913), 15.
16) P. Debye, Ann. d. Phys. **39** (1913), 789.
17) Simon und Bennewitz, Ztschr. f. Phys. **16** (1923), 183.
18) A. Eucken, Verh. d. dt. phys. Ges. **18** (1916), 18.



19) A. Eucken, Berl. Akad. Berichte 1912, S. 179.
20) Scheel und Heuse, Ann. d. Phys. **40** (1913), 473.
21) Brinckworth, Proc. Roy. Soc. (A) **107** (1925), 510.
22) Giacomini, Phil. Mag. (6) **50** (1925), 146.
23) Ehrenfest, Verh. d. Dt. phys. Ges. **15** (1913), 451.
24) E. Schrödinger, Ztschr. f. Phys. **30** (1924), 341.
25) W. Lenz, Verh. d. Dt. phys. Ges. **21** (1919), 632.
26) H. S. Allen, Proc. Roy. Soc. (A) **106** (1924), 69.
27) G. H. Dieke, Phil. Mag. **50** (1925), 173.
28) F. Reiche, Ann. d. Phys. (4), **58** (1919), 657.
29) O. Sackur, Nernstfestschrift 1912, S. 405; Ann. d. Phys. **40** (1913), 67.
30) O. Stern, Phys. Ztschr. **14** (1913), 629.
31) H. Tetrode, Ann. d. Phys. **38** (1912), 434; **39** (1912), 255.
32) F. Simon, Ztschr. f. phys. Ch. **110** (1924), 572.
33) H. Kohn, Ztschr. f. Phys. **3** (1920), 143; **27** (1924), 305.
34) A. Eucken und F. Fried, Ztschr. f. Phys. **29** (1924), 30.
35) F. Simon, Ztschr. f. Phys. **31** (1925), 224.
36) A. Eucken und F. Fried, Ztschr. f. Phys. **32** (1925), 150.
37) F. Reiche und Thomas, Zeitschr. f. Phys. **34** (1925), 510.

(Eingegangen am 6. Dezember 1925.)

Originalmitteilungen.

Nochmals „Über eine Möglichkeit der Konstruktion hochempfindlicher Universalvariometer für erdmagnetische Messungen“.

Von J. B. Ostermeier.

Inhalt: Kurze Beschreibung eines magnetischen Universalvariometers.

Zur Ergänzung der Arbeit von H. Haalk, „Über eine Möglichkeit der Konstruktion hochempfindlicher Universalvariometer für erdmagnetische Messungen“ (diese Ztschr. 1925, Nr. 7, S. 262) sei erwähnt, daß bereits im Jahre 1924 von mir ein Universalvariometer konstruiert wurde. Der Bau des Instrumentes wurde jedoch aus Mangel an Mitteln nicht vollendet, weshalb zuverlässige Werte der damit erreichbaren Genauigkeit nicht mitgeteilt werden können. Die Feldwage ist in einen Bussolentheodoliten mit Repetition eingebaut; der Wagebalken dient zugleich als Ablenkungsmagnet zur Messung der horizontalen Intensität nach dem Prinzip des Kohlrausch-Variometers. Die Drehung des Instrumentes zur Ablenkung der Bussolennadel um den Winkel φ wird am Horizontalkreis abgelesen und an der Bussole in Abzug gebracht. Die Bussole B ist zur Einstellung der gewünschten Empfindlichkeit vertikal verstellbar, beispielsweise mittels des Schlittens S. Die Bestimmung der Deklination wird unter dem Einflusse des zur Nullrichtung der Nadel (optischen Achse des Fernrohrs) parallelen Feldwagenmagneten F durch Einspielen der umgekehrten Bussolennadel in der Nullrichtung vorgenommen. Stellt man zur Messung der horizontalen Intensität den Abstand Bussole–Ablenkungsmagnet — wie zur Erreichung normaler Empfindlichkeit üblich — so ein, daß in

$$\frac{H_1}{H_0} = 1 + \operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \varepsilon$$

$\varphi = 30^0$ wird, dann ist die erreichbare Einstellgenauigkeit zu Deklinationsmessungen

$$d D = 0{,}15\, d\varepsilon',$$

wenn $\alpha \varepsilon'$ die Einstellgenauigkeit der Bussolennadel ist, so daß die doppelte Genauigkeit der gewöhnlichen Bussolenmessungen erreicht wird.

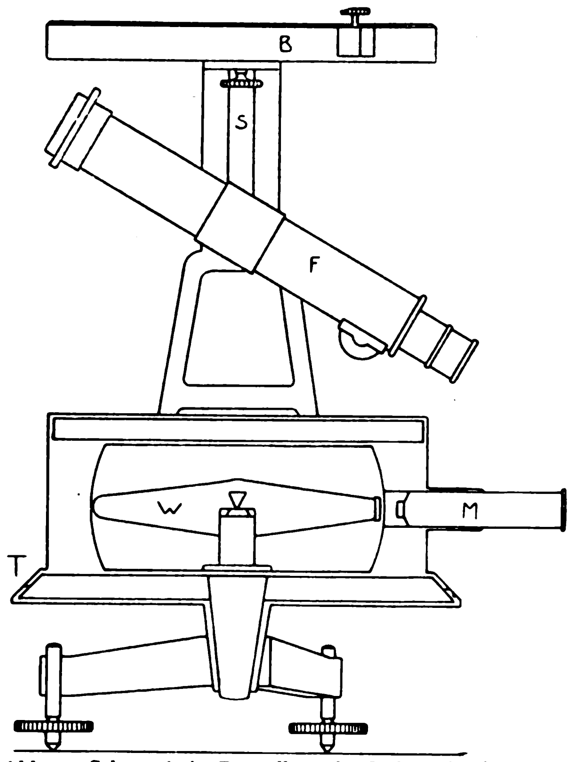


Abb. 1. Schematische Darstellung des Universalvariometers.

Zur Vornahme der Vertikalintensitätsmessungen wird die Bussole abgenommen und das Instrument um die durch die Deklinationsmessung festgelegte Meridianrichtung beiderseits um 90^0 gedreht, die Messung wie bei Feldwagen üblich vorgenommen. Ein Vorteil der Meßanordnung besteht darin, daß beim Transport des Instrumentes der Feldwagenmagnet nicht durch die Anwesenheit eines weiteren starken Magneten beeinflußt werden kann.

Die Konstruktion ist bereits durch die deutsche Patentschrift der „Erda“ A.-G. veröffentlicht.

Über ein thermoelektrisches Manometer für kleine Drucke.

Von Erich Rumpf.

(Mitteilung aus dem physikalischen Institut der der Universität Graz; Nr. 41.)

Inhalt: Beschreibung eines als Manometer dienenden Thermoelementes, das rasche, kontinuierliche Druckmessungen gestattet. Bereich: 3 bis 10^{-4} mm Hg.

Gelegentlich meiner Untersuchungen über den Benedicks-Effekt[1]) drängte sich mir der Gedanke auf, ob sich nicht die dort störend aufgetretene Abhängigkeit der Wärmeübertragung vom Gasdruck verwerten lasse zu einer genauen und bequemen Methode der Messung des Gasdruckes besonders in jenen Gebieten, wo das McLeodsche Manometer versagt. Es zeigte sich, daß sich wohl ein solches Instrument bauen läßt, daß sich aber der bequeme Meßbereich ungefähr mit

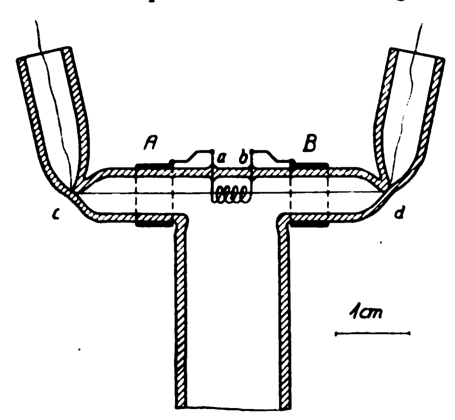


Abb. 1. Das thermoelektrische Manometer.

dem Meßgebiet des McLeod deckt. Da es aber doch manche Vorteile gegenüber dem McLeodschen Manometer aufweist, glaube ich doch, es für Druckmessungen empfehlen zu können — zum mindesten neben dem McLeod zur kontinuierlichen Kontrolle des Druckes.

Die Anordnung, die ich untersuchte, besteht im wesentlichen aus einer Platinspirale, in der ein Thermoelement axial ausgespannt ist; beides montiert in einem T-förmigen Glasröhrchen. Durch einige Akkumulatoren kann die Platinspirale mit konstant gehaltenem Strom (oder konstanter Spannung) geheizt werden; das Thermoelement ist zur Empfindlichkeitsregulierung über geeignete Widerstände mit einem aperiodischen Galvanometer verbunden.

Alle Dimensionen sind sehr klein gehalten: innerer Durchmesser der Platinspirale 2,0 mm; 5 Windungen von 0,2 mm dickem Draht; Länge der Spirale etwa 5 mm. Das Thermoelement, bestehend aus Kupfer- und Konstantandrähten von 0,3 mm Durchmesser, ist mit einer Spur Silber stumpf zusammengelötet.

Eine Skizze des kleinen Apparates ist in Abb. 1 gegeben. Die Platinspirale ist in ein Glasröhrchen von 5 mm innerem Durchmesser bei *a* und *b* eingeschmolzen. Gegenüber von diesen Einschmelzstellen ist ein weiteres Glasrohr angeblasen, das die Verbindung mit der Pumpe, bzw. mit der Apparatur besorgt. Zwei Kupferbleche *A* und *B*, die an das obere Glasröhrchen angeklemmt und knapp über *a* und *b* an die herausragenden Enden der Platinspirale weich angelötet sind, ermöglichen die Verbindung mit der Heizstromleitung. Das Thermoelement ist zwischen den Dichtungsstellen *c* und *d*, an denen das obere Glasröhrchen ausgezogen, zusammengequetscht und umgebogen ist, so ausgespannt, daß seine Lötstelle in der Mitte der Spirale liegt; die freien Drahtenden sind durch die aufgebogenen Rohrenden herausgeführt. Diese sind mit Pizein ausgefüllt; ebenso sind die Quetschstellen *c*, *d* und die Einschmelzstellen *a*, *b* mit Pizein gesichert. Das Ganze steckt in einem Wasserbad — eine Flasche mit abgesprengtem Boden, durch deren Hals das weitere Glasröhrchen geführt ist. In diesem Wasserbad stecken auch die gläsernen Quecksilbernäpfchen, die die Verbindung zwischen dem Thermoelement und dem Galvanometer herstellen.

Um die Beobachtungen rechnerisch verfolgen zu können, war die Platinspirale in eine Wheatstonesche Brückenanordnung eingebaut, die während des Heizens sehr genau die mittlere Temperatur der Platinspirale zu messen ermöglichte. Ihr Widerstand bei 0° C ist 0,3505 Ohm, ihr Temperaturkoeffizient 0,00178. Das Thermoelement liefert etwa 38,5 Mikrovolt für 1° C. Ich habe nun versucht, nach den Formeln für Temperatursprung und molekulare Wärmeleitung [B. Baule[2])] durch verschiedene Versuchsbedingungen aus der zugeführten elektrischen Energie den Druck rechnerisch zu ermitteln, um die weiter unten behandelten Kurven theoretisch näher begründen zu können. Es hat sich aber ergeben, daß meine Anordnung geometrisch zu kompliziert ist und daß sich die Beobachtungen auch nicht angenähert rechnerisch verfolgen lassen.

Hier sei daran erinnert, daß ein ausgespannter Hitzdraht sich sehr gut als Manometer verwenden läßt, wie zuletzt wohl M. Knudsen[3]) gezeigt hat.

---

1) E. Rumpf, Das Verschwinden des Benedicks-Effektes im Vakuum. Physikal. Zeitschr. **24** (1923), 437; Der Benedicks-Effekt im Vakuum, Physikal. Zeitschr. **25** (1924), 400.

2) B. Baule, Theoretische Behandlung der Erscheinungen in verdünnten Gasen. Ann. d. Phys. **44** (1914), 145.

3) M. Knudsen, Die molekulare Wärmeleitung der Gase und der Akomodationskoeffizient. Ann. d. Phys. **34** (1911), 638.



Nur dürfte die hierzu erforderliche Apparatur und Berechnung ein solches Instrument für die praktische Verwendung etwas zu schwerfällig machen.

Für die praktische Benutzung scheint mir hingegen ein Apparat ähnlich dem oben skizzierten mit einer Eichkurve recht empfehlenswert. In der Abb. 2 ist die Eichkurve für Luft des von mir verwendeten Apparats wiedergegeben, und zwar die für den Heizstrom von 0,700 Amp. Als Abszissen sind die Drucke in logarithmischem Maßstab eingezeichnet, als Ordinaten die Temperaturen des Thermoelementes bei sorgfältig konstant gehaltenem Heizstrom. Es würde aber natürlich genügen, an Stelle der Temperaturen unmittelbar die Galvanometerausschläge einzuzeichnen und das

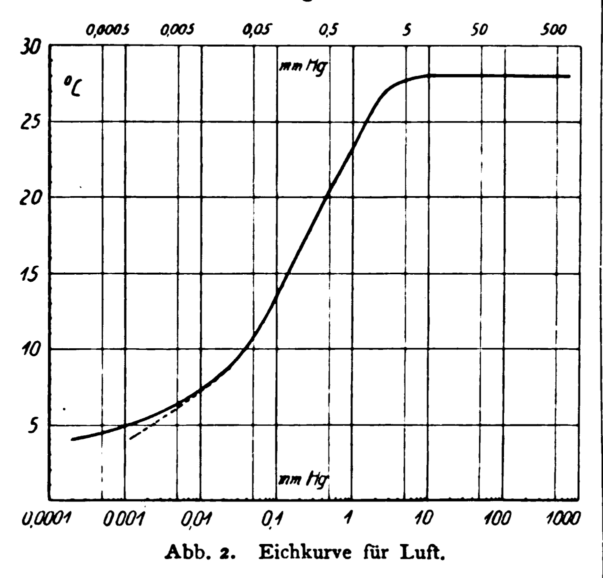


Abb. 2. Eichkurve für Luft.

Thermoelement vor dem Einschmelzen nicht zu eichen.

Man erkennt, daß von Atmosphärendruck herab bis zu etwa 3 mm Hg das Instrument recht unempfindlich ist, indem hier die Temperatur des Thermoelementes mit dem Druck nur unmerklich abnimmt. Diese Konstanz der Temperatur wird aber nur erreicht, wenn die Dimensionen des Apparates so klein gehalten sind, wie oben angegeben. Mit einer anderen Konstruktion, wo infolge eines angeblasenen Rohrstutzens das Gasvolumen größer (und damit auch die Konvektion stärker) war, bekam ich zwischen Atmosphärendruck und etwa 300 mm Hg einen kräftigen Anstieg der Temperatur mit abnehmendem Druck entsprechend der mit abnehmendem Druck rasch abnehmenden Kühlwirkung der Konvektion.[4])

Wird mit abnehmendem Druck (bei etwa 3 mm Hg) die freie Weglänge der Luftmoleküle größer als 0,2 mm, das ist $^1/_{50}$ des Radius der Heizspirale, so beginnt das Instrumentchen sehr empfindlich zu werden: die Ausschläge nehmen stark ab mit abnehmendem Druck. Die Krümmung der Kurve wird immer flacher und scheint in jenem Gebiet, das die Meßgrenze des McLeod darstellt [also bei 10^{-4} mm Hg[5])] schon eine recht geringe Neigung gegen die Abszissenachse zu haben. Das ist nicht weiter verwunderlich, weil ja der Quecksilberdampfdruck bei Zimmertemperatur 0,0011 mm Hg beträgt. Addiert man diesen Druck zu den am McLeod abgelesenen Werten, so erhält die Kurve den gestrichelt angedeuteten Verlauf.

Die Beobachtungspunkte lassen sich gut reproduzieren und weichen in dem angegebenen Maßstab von der Kurve nicht merklich ab, weshalb ich von ihrer Einzeichnung absehe.

Mit Hilfe der beschriebenen Brückenanordnung konnte ich feststellen, daß für die wiedergegebene Eichkurve die Heizspirale bei Atmosphärendruck knapp über 100° C und bei den geringsten Drucken über 350° C hatte. Die Heizspirale befand sich also hier bei den geringsten Drucken wenig unter der Rotglut; damit dürfte die günstigste Heizstromstärke getroffen sein, wie verschiedene Versuche zeigten. Bei niedrigen Drucken beginnt ja die Wärmeübertragung durch Strahlung im Vergleich zu der durch Leitung merklich zu werden. Um also den Kurvenverlauf bei niedrigen Drucken möglichst steil zu erhalten, wäre es vorteilhaft, mit möglichst geringen Spiraltemperaturen zu arbeiten; dadurch werden aber die Temperaturen des Thermoelementes unbequem klein.

Etwas steiler wird die Eichkurve, wenn nicht die Stromstärke, sondern die Spannung an den Enden der Heizspirale konstant gehalten wird. Diese Schaltung hat aber den Nachteil, daß bei jedem Druck der Heizstrom frisch eingestellt werden muß, was im ersten Fall bei Anwendung genügend hoher Vorschaltwiderstände leicht vermieden werden kann.

Der Hauptvorteil des beschriebenen kleinen Apparates besteht eben darin, daß er Druckänderungen sofort anzeigt, also nicht, wie das McLeodsche Manometer bloß eine zeitweilige, sondern eine kontinuierliche Druckbeobachtung ermöglicht.[6]) Auch erübrigen sich die langen Rohrleitungen, die beim McLeod unerläßlich sind, weil das Instrumentchen unmittelbar an der Stelle angeblasen werden kann, wo der Druck zu messen ist; dadurch dürfte mancher Fehler vermieden werden können, der durch Strömung in den Rohrleitungen usw. entsteht.

[4]) S. Weber, Experimentelle Untersuchungen über die Wärmeleitfähigkeit der Gase, I. Ann. d. Phys. **54** (1917), 338.

[5]) M. Knudsen, Die Gesetze der Molekularströmung und der inneren Reibungströmung der Gase durch Röhren. Ann. d. Phys. **28** (1909), 75.

[6]) So zeigt das Instrument z. B. sehr schön den Versuch von Clemens und Desormes qualitativ an.

Für andere Gase als Luft habe ich den Apparat nicht durchgeprüft. Ich sehe aber keinen Grund, weshalb er nicht allgemein brauchbar sein sollte.

Zusammenfassung.

Es wird ein Manometer empfohlen, das ungefähr das Meßbereich des McLeodschen hat. Es besteht aus einer Heizspirale und einem Thermoelement und gestattet mittels Eichkurve aus der durch molekulare Leitung verursachten Erwärmung des Thermoelementes eine rasche Druckmessung.

(Eingegangen am 17. August 1925.)

Über erzwungene Reibungsschwingungen.

Von W. Eckolt.

(Hierzu Tafel XXV.)

Inhalt: Es werden die Vorgänge untersucht, die bei erzwungenen, durch Reibung gehemmten Schwingungen auftreten. Die Einführung der Reibung als Coulombscher Widerstand verhindert die rein analytische Verfolgung dieser Vorgänge. Durch Aufstellung von Tabellen oder graphische Errechnung der gesuchten Kurven lassen sich die untersuchten Verhältnisse mit genügender Annäherung klären. (Vergleich mit der ungehemmten und mit der gedämpften erzwungenen Schwingung.)

Als Reibungsschwingung sei bezeichnet eine Schwingung, die durch einen Coulombschen Widerstand gehemmt wird, d. h. also einen Widerstand, der in seiner Größe von der Geschwindigkeit der Bewegung unabhängig, dagegen der Bewegungsrichtung stets entgegengesetzt ist.

Die Schwierigkeit bei der Behandlung solcher Reibungsschwingungen besteht allgemein darin, daß die Gleichungen für die Schwingungsbewegung durch den plötzlichen Vorzeichenwechsel der Reibung bei der Bewegungsumkehr unstetig werden. Man kann die Untersuchung daher stets nur von einem Punkte der Bewegungsumkehr bis zum nächsten schrittweise verfolgen.

Das Verhalten der freien Reibungsschwingungen ist von H. Lorenz in der neuesten Ausgabe seiner technischen Physik (Band I unter Abschn. 1, 2. Auflage, S. 133) eingehend untersucht und festgestellt.

Im folgenden soll die Untersuchung auf die erzwungenen Reibungsschwingungen ausgedehnt werden.

Die allgemeine Gleichung einer ungehemmten erzwungenen Schwingung ist:

$$m\ddot{x} + \alpha^2 m x = P. \qquad (1)$$

Hierin bedeutet:

m = die schwingende Masse.
x = den Abstand vom Schwingungsmittel.
$\alpha^2 m x$ = die Federkraft, mit der die Masse zum Schwingungsmittel hingezogen wird.
P = den äußeren Zwang.

Jetzt soll in die Gleichung (1) noch die Reibung $R = \alpha^2 x_r m$ eingeführt werden. Dabei ist folgendes zu berücksichtigen.

Die Reibung ist stets der Bewegung entgegengerichtet, muß also zwei Vorzeichen haben, von denen jedesmal das der Bewegung entgegengerichtete zu wählen ist. Wie oben bereits erwähnt, kann aber die Untersuchung stets nur über einen Abschnitt gleicher Bewegungsrichtung angestellt werden und muß dann wieder von neuem beginnen. Nun soll die Bewegungsrichtung im betrachteten Abschnitt stets positiv angenommen werden. Dadurch ist festgesetzt, daß x_r negativ sein muß.

Nimmt man ferner $m = 1$ an und setzt voraus, daß der Zwang P durch eine sinusartige Schwingung ausgeübt wird, so ist $P = b \sin \omega t$, und es wird

$$\left.\begin{aligned} \ddot{x} + \alpha^2(x + x_r) &= b \sin \omega t, \\ \ddot{x} + \alpha^2 x &= b \sin \omega t - \alpha^2 x_r. \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$ [1]

Man kann die zweite Gleichung (2) auch ansehen als eine erzwungene, ungehemmte Schwingung, bei der der Zwang $b \sin \omega t$ ist, vermindert um den Einfluß der Reibung $\alpha^2 x_r$ (s. Abb. 1). Der schraffierte Teil stellt den Einfluß des Zwanges $b \sin \omega t - \alpha^2 x_r$ einschließlich Berücksichtigung der Reibung dar.

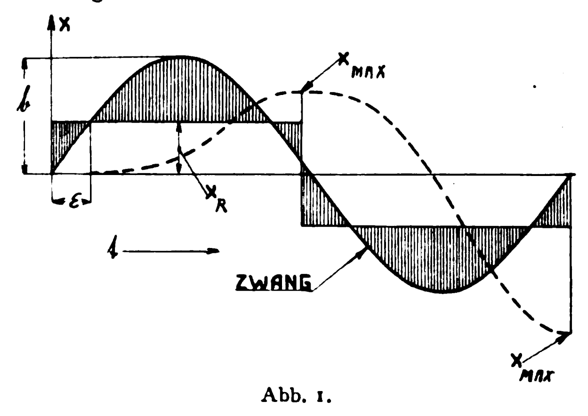


Abb. 1.

Zugleich ist hier folgendes zu erkennen. Beginnt die Bewegung aus der Mittellage $x = 0$, so setzt die Wirkung des Zwanges erst ein, wenn $\omega t = \varepsilon$ geworden ist. Um also keine Unstetigkeit in die Gleichung zu bekommen, muß man den Beginn der Zeitrechnung in den Beginn der Bewegung legen, d. h. man muß statt $\sin \omega t$ schreiben $\sin(\omega t + \varepsilon)$. Damit werden die beiden Gleichungen (2) zu

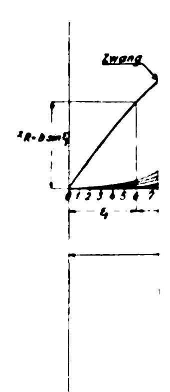
$$\left.\begin{aligned} \ddot{x} + \alpha^2(x + x_r) &= b \sin(\omega t + \varepsilon), \\ \ddot{x} + \alpha^2 x &= b \sin(\omega t + \varepsilon) - \alpha^2 x_r. \end{aligned}\right\} \qquad (2a)$$

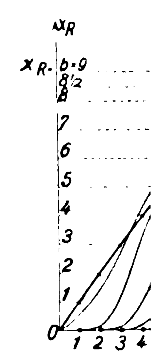
Löst man diese Gleichung (2a) nach bekannten Methoden [2] auf, so erhält man

---

[1] Vgl. H. Lorenz a. a. O. S. 160.
[2] Siehe H. Lorenz a. a. O. S. 147.




Zwang



$$\left.\begin{aligned} x = &- x_{n-1} \cos \alpha t - x_r (1 - \cos \alpha t) \\ &+ \frac{b}{1-n^2} [\sin \varepsilon (\cos n \alpha t - \cos \alpha t) \\ &+ \cos \varepsilon (\sin n \alpha t - n \sin \alpha t)]. \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Hierin bedeutet $n = \frac{\omega}{\alpha}$ das Verhältnis der Frequenz des Zwanges zur Frequenz der Eigenschwingung (die Verstimmung).

Für die Bestimmung der Integrationskonstanten ist dabei angenommen, daß die Bewegung für $t = 0$ mit dem Anfangsausschlag $x = x_{n-1}$ beginnt. Mithin ist für $t = 0$ ebenfalls $\dot{x} = 0$.

In der Gleichung (3) stellt das erste Glied eine freie ungedämpfte Schwingung dar.

Das zweite Glied fügt den Einfluß der Reibung hinzu. Die beiden ersten Glieder stellen also zusammen eine freie Reibungsschwingung dar.[3])

Das dritte Glied endlich fügt den Einfluß des Zwanges hinzu.

Es sei nochmals daran erinnert, daß die Gleichung (3) nur von einem Bewegungsbeginn bis zur nächsten Bewegungsumkehr bzw. dem nächsten Stillstandsbeginn gilt.

Es sei nun zunächst der Fall der Resonanz untersucht.

In diesem Falle wird die Verstimmung $n = 1$ und das letzte Glied der Gleichung (3) unbestimmt. Man differenziert Zähler und Nenner getrennt nach n und erhält

$$\left.\begin{aligned} x = &- x_{n-1} \cdot \cos \alpha t - x_r (1 - \cos \alpha t) \\ &+ \frac{b}{2} [\sin \varepsilon \cdot \alpha t \sin \alpha t \\ &+ \cos \varepsilon (\sin \alpha t - \alpha t \cos \alpha t)]. \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

$$\left.\begin{aligned} \dot{x} = &(x_{n-1} - x_r) \cdot \alpha \sin \alpha t + \frac{b}{2} \cdot \sin \varepsilon \sin \alpha t \\ &+ \frac{b}{2} \alpha^2 t \sin (\alpha t + \varepsilon). \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Um ein anschauliches Bild von dem durch Gleichung (4) dargestellten Vorgang zu erhalten, sei zunächst ein Schaubild hergestellt, in dem die Ausschläge für verschiedene Reibungsstufen bei allmählich zunehmender Reibung dargestellt sind (Abb. 2).

Man kann diese Ergebnisse gewinnen entweder durch graphische Integration oder durch punktweise Errechnung nach Gleichung (4).

Die Darstellung ist so gewählt, daß der Schwingungsvorgang aus der Mittellage mit $x = 0$ beginnt für $t = 0$. Hierbei ist zu beachten, daß t für die verschiedenen Reibungsstufen nicht an gleicher Stelle gleich Null wird.

Aus Abb. 2 erkennt man, wie mit zunehmender Reibung Ausschlag und Schwingungsdauer bei der ersten Schwingung abnehmen. Ferner erkennt man, daß die Schwingungsdauer für dieselbe Reibungsstufe, solange kein Stillstand eintritt, von der ersten zur zweiten Schwingung zwar zunimmt; danach nimmt sie aber allmählich mit wachsendem Ausschlag wieder ab (siehe besonders Stufe 4 in Abb. 2). Und zwar ist die Dauer der ersten Schwingung $t_1 < \frac{\pi}{\alpha}$. Die Dauer der zweiten Schwingung dagegen ist $t_2 > \frac{\pi}{\alpha}$. Die Schwingungsdauer strebt dann offenbar der Grenze $t_\infty = \frac{\pi}{\alpha}$ zu, wobei $\varepsilon = 0$ wird.

Nimmt man an, daß für lange Dauer des Schwingungsvorganges die Schwingungsdauer $t_\infty = \frac{\pi}{\alpha}$ wird, so wird aus Gleichung (4)

$$x_{\max} = x_{n-1} - 2 x_r + \frac{b \pi}{2}, \quad (6)$$

d. h. der größte Ausschlag wächst in diesem Zustande um $\frac{b\pi}{2} - 2 x_r$.

Bei der ungehemmten erzwungenen Schwingung wächst der Ausschlag mit jeder Schwingung um $\frac{b\pi}{2}$. Die durch die Reibung hervorgerufene Verkleinerung des Ausschlages ist also für den Fall, daß kein Stillstand zwischen den einzelnen Schwingungen eintritt, $= 2 x_r$ und entspricht der Verminderung des Ausschlages bei der freien Reibungsschwingung.

Dieses erklärt sich sehr einfach daraus, daß das erste Glied, wie oben bereits ausgeführt, den Einfluß der freien ungehemmten Schwingung darstellt. Das zweite Glied, das in Gleichung (6) zu $- 2 x_r$ wird, fügt den Einfluß der Reibung hinzu, so daß die beiden ersten Glieder den Ausschlag der freien Reibungsschwingung darstellen. Das dritte Glied, das in diesem Falle $= \frac{b\pi}{2}$ wird, fügt den Einfluß des Zwanges hinzu.

Jedenfalls geht hieraus hervor, daß die Ausschläge bei der erzwungenen Reibungsschwingung bei Resonanz ebenso wie bei der ungehemmten erzwungenen Schwingung in angenähert arithmetischer Progression ins Unendliche wachsen, solange zwischen den einzelnen Schwingungen kein Stillstand eintritt. Nur findet das Anwachsen langsamer statt, und zwar um so langsamer, je stärker die Reibung ist; weil eben der Anstoß bei zunehmender Reibung immer kleiner wird.

Nimmt man nun an, daß in Gleichung (6)

$$2 x_r = \frac{b \pi}{2}$$

[3]) Siehe H. Lorenz a. a. O. S. 135.

wird, so wird der Zuwachs des Ausschlages = 0. Die Reibung wird in diesem Falle

$$x_r = \frac{b\,\pi}{4}. \qquad (7)$$

Es gibt also eine Grenze für die Reibung $x_r = \frac{b\,\pi}{4}$, nach deren Überschreitung ein Anwachsen des Ausschlages auch bei beliebig langer Dauer des Schwingungsvorganges über eine bestimmte Grenze hinaus nicht stattfindet.

Wir wenden uns jetzt dem Gebiet zu, in dem zwischen je zwei Schwingungen ein Stillstand eintritt. Es soll zunächst festgestellt werden, welches die Bedingung dafür ist, daß, überhaupt Stillstand eintritt (s. Abb. 3).

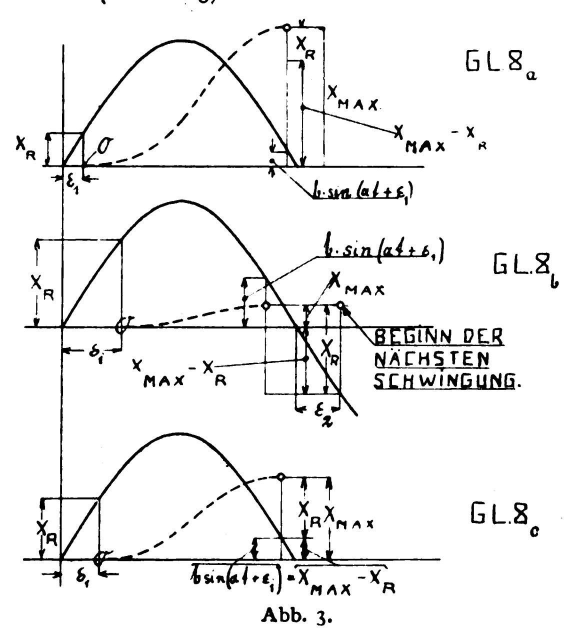


Abb. 3.

Stillstand tritt offenbar nicht ein, solange

$$x_r \leqq x_{max} - b \sin(\alpha t + \varepsilon) \qquad (8\text{a})$$

ist. Wird aber

$$x_r > x_{max} - b \sin(\alpha t + \varepsilon), \qquad (8\text{b})$$

so tritt so lange Stillstand ein, bis wiederum

$$x_r = x_{max} - b \sin(\alpha t + \varepsilon) \qquad (8\text{c})$$

wird.

Gleichung (8c) stellt demnach die Bedingungsgleichung für den Wiederbeginn der Bewegung nach dem Stillstande dar (die strichpunktierte Kurve in Abb. 2).

Die Bedingungsgleichung für die Kurve des Stillstandsbeginns, was gleichbedeutend ist mit der Kurve der größten Ausschläge x_{max}, erhält man folgendermaßen:

In Gleichung (5) setzt man $\dot{x} = 0$ und errechnet unter Berücksichtigung der Stillstandsbedingung Gleichung (8c)

$$\cot \varepsilon = \frac{1}{\alpha t} - \cot \alpha t. \qquad (9)$$

Daraus wird

$$\left.\begin{aligned} \sin \varepsilon &= \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\alpha t} - \cot \alpha t\right)^2}} \\ \cos \varepsilon &= \frac{\frac{1}{\alpha t} + \cot \alpha t}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\alpha t} - \cot \alpha t\right)^2}}. \end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

Setzt man diese Werte in Gleichung (3) ein und berücksichtigt ferner, daß nach Erreichung des Endzustandes

$$x_n = x_{n-1} = x_{max}$$

ist, so wird:

$$\left.\begin{aligned} \frac{x_{max}}{b} = 2 \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\alpha t} - \cot \alpha t\right)^2}} \Bigg[\frac{\alpha t}{2} \sin \alpha t \\ + \frac{\sin \alpha t}{2\,\alpha t} + \frac{\alpha t}{2} \cot \alpha t \cdot \cos \alpha t - 1 \Bigg]. \end{aligned}\right\} \qquad (11)$$

Diese Gleichung ist analytisch nicht lösbar, da αt neben $\sin \alpha t$, $\cos \alpha t$ und $\cot \alpha t$ vorkommt. Doch ist es leicht, das x_{max} für verschiedene Werte von αt in Tabellenform auszurechnen (s. Tabelle 1).

Tabelle 1.

$n = 1$		
αt	$\frac{x_{max}}{b}$	$\frac{x_r}{b}$
9	—	—
18	0001	9947
27	0004	9882
36	0012	9788
45	0027	9673
54	0055	9539
63	0092	9378
72	0173	9221
81	0282	8960
90	0437	8873
99	0680	8728
108	0924	8522
117	1288	8362
126	1756	8218
135	2346	8094
144	3082	7994
153	3985	7919
162	5078	7876
171	6364	7866
180	7854	7854
	∞	

Das Ergebnis als Kurve ist in Abb. 4 zu sehen (die mit $n = 1$ bezeichnete Linie). Die Kurve nimmt bei $t = \frac{\pi}{2\,\alpha}$ in der t-Achse ihren



Anfang und läuft bei $t = \frac{\pi}{\alpha}$ mit $\frac{x}{b} = \frac{\pi}{4}$ stetig in die Ordinate über $t = \frac{\pi}{\alpha}$ ein. Der Reibungswert für dieses x_{max} ist $x_r = \frac{\pi b}{4}$ was wir oben [Gleichung (7)] schon gefunden hatten. Die Schwingungsdauer für diesen Grenzfall $\left(x_r = \frac{\pi b}{4}\right)$ ist also $t = \frac{\pi}{\alpha}$ und die Verzögerung des Bewegungsbeginns $\varepsilon = 0$.

Läßt man bei der Reibung $x_r = \frac{\pi b}{4}$ die Schwingung von einem beliebigen Anfangsausschlag $x_{n-1} > \frac{\pi b}{4}$ beginnen, so daß die Schwingungsdauer $t = \frac{\pi}{\alpha}$ ist, so bleibt der größte Ausschlag stets derselbe. Wäre dagegen $x_r > \frac{\pi b}{4}$, so würde der Ausschlag in dem angeführten Falle allmählich abnehmen.

Einen weiteren Sonderfall erhält man aus folgender Betrachtung:

In der Gleichung (4) stellt das erste Glied $-x_{n-1} \cdot \cos \alpha t$ allein den Einfluß dar, der durch Vermittlung von x_{n-1} von der vorhergehenden Schwingung auf die betrachtete ausgeübt wird, da αt bei jeder neuen Schwingung als von Null anfangend gerechnet werden muß.

Wird nun $\alpha t = \frac{\pi}{2}$, so wird dieses erste Glied gleich Null; d. h. es wird von einer Schwingung auf die nächste keine Wirkung ausgeübt. Der Ausschlag muß also dauernd derselbe bleiben.

Die Zahlenwerte von x_r und x_{max} für diesen Fall siehe in der Tabelle 1.

Diese Grenze von $\alpha t = \frac{\pi}{2}$ hat noch insofern etwas Bemerkenswertes, als oberhalb die Ausschläge von dem ersten, kleinsten Ausschlag allmählich dem größten erreichbaren Ausschlag zustreben. Unterhalb ist dagegen der erste Ausschlag aus der Mittellage als Anfangslage der größte Ausschlag. Danach nehmen die Ausschläge ab und streben ebenfalls einer Grenze zu.

Wenden wir uns jetzt dem allgemeinen Fall zu, daß nicht Resonanz vorliegt.

Man geht wiederum von Gleichung (3) aus. Zur Feststellung von x_{max} erhält man zunächst

$$\left.\begin{aligned} \dot{x} &= \alpha x_{n-1} \sin \alpha t - \alpha x_r \sin \alpha t \\ &+ \frac{b}{1-n^2}[\sin \varepsilon(\alpha \sin \alpha t - n\alpha \sin n\alpha t) \\ &+ \cos \varepsilon(n\alpha \cos n\alpha t - n\alpha \cos \alpha t)]. \end{aligned}\right\} \quad (12)$$

Setzt man $\dot{x} = 0$, so erhält man für x_{max} die Bedingung

$$\left.\begin{aligned} -\underbrace{\frac{\frac{x_{n-1} - x_r}{b}}{1-n^2}}_{\varphi} &= \sin \varepsilon \underbrace{\frac{\sin \alpha t - n \sin n\alpha t}{\sin \alpha t}}_{\chi} \\ &= \cos \varepsilon \underbrace{\frac{n(\cos n\alpha t - \cos \alpha t)}{\sin \alpha t}}_{\psi} \end{aligned}\right\} \quad (13)$$

Führt man die angegebenen Abkürzungen ein, so erhält man

$$\sin \varepsilon_{1,2} = \frac{\varphi\chi \mp \sqrt{\chi^2 + \psi^2 - \varphi^2}}{\chi^2 + \psi^2}$$

mit der Bedingung

$$\varphi^2 \leqq \chi^2 + \psi^2$$

für reelle Wurzeln.

Für das Stillstandsgebiet wird wieder $x_{n-1} - x_r = -b \sin \alpha t$ und man erhält

$$\cot \varepsilon = \frac{\sin n\alpha t - n \sin \alpha t}{\cos n\alpha t - \cos \alpha t}. \quad (14)$$

Dieses in Gleichung (3) eingesetzt, ergibt:

$$\left.\begin{aligned} \frac{x_{max}}{b} &= \mp \frac{1}{2(1-n^2)} \\ &\sqrt{(\cos n\alpha t - \cos \alpha t)^2 + (\sin n\alpha t - n \sin \alpha t)^2} \\ &- \frac{(\cos n\alpha t - \cos \alpha t)(1 - \cos \alpha t)}{\mp\sqrt{(\cos n\alpha t - \cos \alpha t)^2 + (\sin n\alpha t - n \sin \alpha t)^2}} \end{aligned}\right\} \quad (15)$$

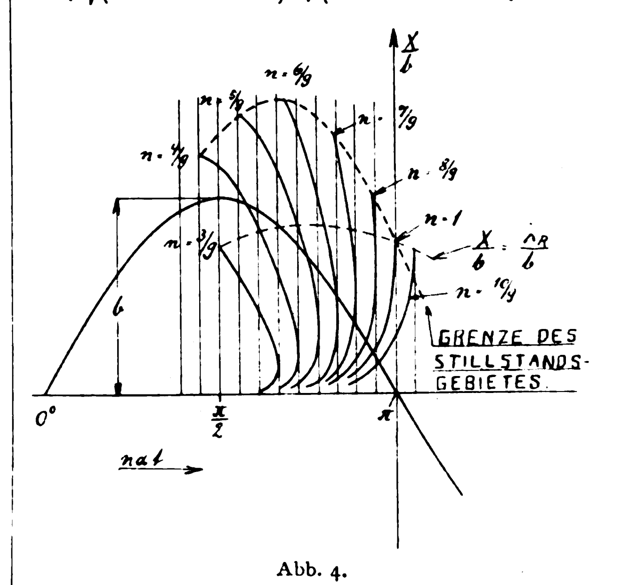


Abb. 4.

Wertet man diese Gleichung (15) entsprechend wie Gleichung (11) in Tabellenform aus und trägt die erhaltenen Werte auf, so erhält man die Kurven Abb. 4, bezeichnet mit $n = {}^{10}/_9$ bis $n = {}^{3}/_9$.

Da alle diese Werte nur im Stillstandsgebiet

gelten, so soll die Grenze für das Stillstandsgebiet eingetragen werden. Man erhält sie ohne weiteres aus den Tabellen, wenn man berücksichtigt, daß für den Grenzfall des Stillstandes die Schwingungsdauer (Dauer der erzwungenen Schwingung) gleich der Dauer $n\alpha t = \pi$ des Zwanges sein muß, damit gerade kein Stillstand eintritt.

Allerdings gilt dieses unbedingt auch nur, solange der größte Ausschlag x_{max} nicht vor $n\alpha t = 90^0$ eintritt, da nach Überschreiten dieser Grenze der Zwang nach Erreichen von x_{max} weiter nach derselben Richtung läuft und die Möglichkeit vorhanden ist, daß sich der Ausschlag weiter vergrößert (s. Abb. 7, Reibungsstufe 1—3).

Zur weiteren Auswertung dieser Ergebnisse sind in Abb. 5 die Werte x/b und x_r/b zu einem Schaubild zusammengetragen. Man erhält hier ebenfalls eine Grenzlinie für das Stillstandsgebiet.

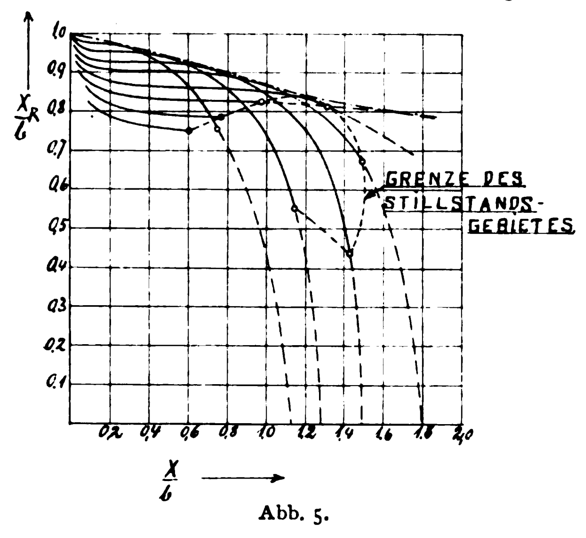


Abb. 5.

Bei Betrachtung dieses Schaubildes ist noch zu beachten, daß die einhüllende der Kurvenschar zunächst hohl nach unten verläuft, während sie später hohl nach oben geht. Ferner berührt sie sich mit der Grenzlinie des Stillstandsgebiets in einem Punkte, und zwar in ihrem Wendepunkte. Hierauf wird bei Betrachtung des folgenden Schaubildes noch einmal zurückzukommen sein.

Das folgende Schaubild Abb. 6 wurde erhalten, indem aus Abb. 5 für gleiche x_r/b, also gleiche Reibungsstufen, die Werte von x/b für die verschiedenen Verstimmungen $n = \frac{\omega}{\alpha}$ herausgemessen und in ein neues Schaubild zusammengetragen wurden. Die Abszisse hat danach die verschiedenen Werte von $n = \frac{\omega}{\alpha}$, also der Verstimmung von Zwang und Eigenschwingung gegeneinander. Die Ordinaten geben die dazu gehörenden maximalen Endausschläge bei verschiedenen Reibungsstufen an. Dieses Schaubild entspricht dem bekannten Schaubild über den Verlauf der erzwungenen, gedämpften Schwingung bei verschiedenen Verstimmungen (vgl. Hort, techn. Schwingungslehre, 2. Aufl., S. 63).

Bemerkenswert bei diesem Schaubild sind folgende Punkte:

1. Der Punkt des größten Ausschlages verschiebt sich mit zunehmender Reibung von $n = 1$ allmählich nach $n = 0$. Für $n = 0$ hat er aber den Wert $\frac{x}{b} = 0$; während er bei der gedämpften Schwingung für $n = 0$ zu $\frac{x}{b} = 1$ wird.

2. Von der Reibungsstufe $\frac{x_r}{b} = \frac{\pi}{4}$ an haben die Kurven gleicher Reibung ihren Umkehrpunkt

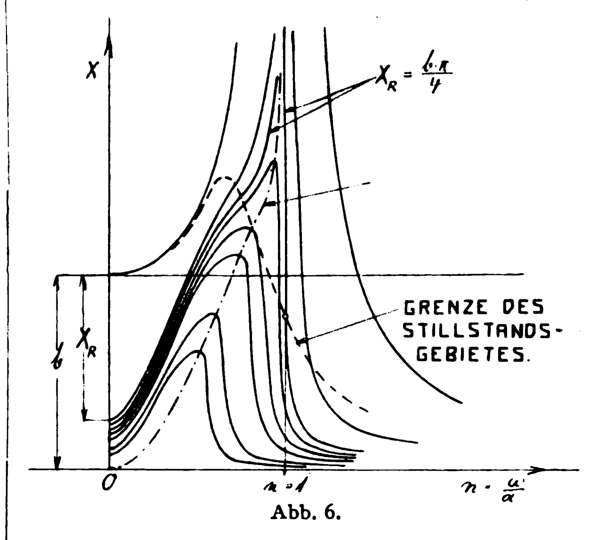


Abb. 6.

alle im Unendlichen oder anders ausgedrückt, sie laufen von beiden Seiten asymptotisch an die Ordinate über $n = 1$ an.

3. Zeichnet man auch in dieses Schaubild die Grenze für den Stillstand ein, so ist folgendes zu beachten: Die Scheitelkurve für die größten Ausschläge läuft nicht gleichmäßig, sondern hat einen Wendepunkt. Dieser liegt scheinbar auf der Grenze des Stillstandsgebietes. Dasselbe gilt von den aufsteigenden Ästen der Kurven gleicher Reibung.

Die Scheitelkurve und die Stillstandsgrenze schneiden sich in dem Punkte x_r/b, x/b, in dem sie sich in Abb. 6 berühren. Man erinnere sich, daß auch die einhüllende in Abb. 5 in diesem Berührungspunkte einen Wendepunkt besitzt. Dieses alles deutet darauf hin, daß die ganze Schwingungsbewegung mit Überschreiten der Stillstandsgrenze, allerdings stetig, ihren Charakter ändert und sich mehr der Art der ungehemmten Schwingung nähert.



Tabelle 2.

αt	$n \alpha t$	$\frac{x_{max}}{b}$	$\frac{x_r}{b}$
	$n = 10/9$		
9	10	—	—
18	20	—	—
27	30	—	—
36	40	—	—
45	50	0021	9604
54	60	0049	9460
63	70	0099	9272
72	80	0187	9060
81	90	0352	8834
90	100	0533	8619
99	110	0783	8405
108	120	1098	8190
117	130	1527	7991
126	140	2091	7815
135	150	2819	7680
144	160	3672	7551
153	170	5737	7469
162	180	6006	7418
	$n = 8/9$		
9	8	—	—
18	16	—	—
27	24	—	—
36	32	—	—
45	40	—	—
54	48	0023	9655
63	56	0094	9504
72	64	0142	9384
81	72	0252	9272
90	80	0349	9109
99	88	0522	8960
108	96	0742	8822
117	104	1037	8691
126	112	1419	8573
135	120	1897	8469
144	128	2539	8407
153	136	3254	8332
162	144	4162	8294
171	152	5256	8278
180	160	6538	8274
189	168	8218	8228
198	176	9586	8248
202 1/2	180	1,0405	8222
	$n = 7/9$		
9	7	—	—
18	14	—	—
27	21	—	—
36	28	0002	9936
45	35	0016	9798
54	42	0021	9691
63	49	0063	9613
72	56	0157	9511
81	63	0172	9414
90	70	0255	9305
99	77	0395	9193
108	84	0579	9101
117	91	0817	9003
126	98	1112	8908
135	105	1485	8819
144	112	1965	8757
153	119	2566	8714
162	126	3288	8672
171	133	4183	8659
180	140	5230	8652
189	147	6455	8641
198	354	6864	8614
207	161	9366	8565
216	168	1,0913	8449
225	175	1,2383	8251
231°25	180	1,3324	8062
	$n = 6/9$		
18	12	—	—
36	24	—	—
54	36	0001	9889
72	48	0080	9650
90	60	0266	9492
108	72	0431	9331
126	84	0823	9179
144	96	1472	9074
162	108	2484	9012
180	120	4001	9003
198	132	6135	8987
216	144	8819	8819
234	156	1,1593	8341
252	168	1,3752	7530
270	180	1,4978	6658
	$n = 5/9$		
18	10	—	—
36	20	0003	9935
54	30	0015	9849
72	40	0092	9742
90	50	0139	9641
108	60	0301	9530
126	70	0581	9424
144	80	1040	9349
162	90	1765	9306
180	100	2870	9297
198	110	4477	9284
216	120	6641	9148
234	130	9158	8700
252	140	1,1472	7836
270	150	1,3046	5777
288	160	1,3812	5577
306	170	1,4150	4854
324	180	1,4235	4394
	$n = 4/9$		
18	8	—	—
36	16	—	—
54	24	0010	9910
72	32	0035	9846
90	40	0090	9772
108	48	0200	9698
126	56	0376	9631
144	64	0660	9556
162	72	1150	9550
180	80	1887	9548
198	80	2977	9532
216	96	4547	9437
234	104	6563	9081
252	112	8739	8252
270	120	1,0523	6956
288	128	1,1589	5520
306	136	1,2068	4282
324	144	1,2231	3376
342	152	1,2270	2776
360	160	1,2273	2424
378	168	1,2274	2281
396	176	1,2278	2339
405	180	1,2262	2427
	$n = 3/9$		
27	9	0004	9973
54	18	0009	9946
81	27	0035	0891
108	36	0109	9828
135	45	0287	9774
162	54	0657	9746
189	63	1374	9742
216	72	2694	9675
243	81	4881	9172
270	90	7500	7500
297	99	9172	4881
324	108	9675	2694
351	117	9743	1385
378	126	9747	0658
405	135	9780	0293
432	144	—	—
459	153	—	—
486	162	—	—
513	171	—	—
540	180	—	—

Um den Verlauf des Schwingungsvorganges für den Fall, daß nicht Resonanz vorliegt, anschaulich zu gestalten, wurde in Abb. 7 der Fall $n = \frac{\omega}{\alpha} = 1/8$ und in Abb. 8 der Fall $n \frac{\omega}{\alpha} = 4$ für verschiedene Reibungsstufen dargestellt.

Gibt man sich nun noch Rechenschaft über die zur Erzeugung und Fortführung der erzwungenen Reibungsschwingungen erforderliche Arbeit, so ergibt sich folgendes Bild:

Bezeichnet L die gesuchte Arbeit, so ist:

$$\text{Arbeit} = \text{Kraft mal Weg},$$

$$dL = P \qquad P \cdot dx,$$

$$P = \ddot{x} + \alpha^2 x = b \sin(\omega t + \varepsilon) - \alpha^2 x_r \quad \text{[s. Gl. (2a)]}$$

$$dL = (\ddot{x} + \alpha^2 x)\, dx.$$

$$2L = \dot{x}^2 + \alpha^2 x^2. \qquad (16)$$

30*

Es sei nun wieder die Resonanz betrachtet, und zwar der Fall, daß kein Stillstand eintritt.

Der Schwingungsvorgang sei schon soweit fortgeschritten, daß der Endzustand mit $\varepsilon = 0$ erreicht ist. Theoretisch wird das für alle Fälle, in denen $x_r < \frac{\pi b}{4}$ ist, erst bei unendlich großem Aufschlag erreicht. In Wirklichkeit aber wird ε sehr bald so klein, daß man es für eine allgemeine Betrachtung vernachlässigen kann.

Für alle Fälle, in denen ε nicht gleich 0 ist, kann man wegen des analytisch nicht lösbaren Zusammenhanges zwischen ε und αt [s. Gl. (9)], eine allgemeine Gleichung nicht aufstellen.

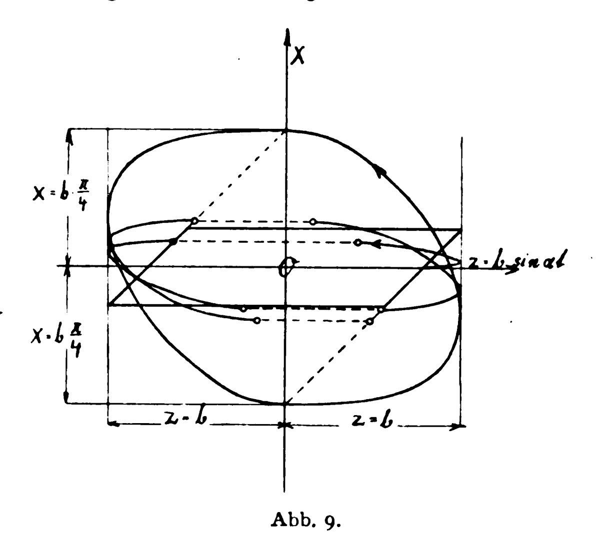


Abb. 9.

In dem zuerst bezeichneten Fall, bei dem also $\varepsilon = 0$ wird, erhält man dann aus Gleichung (4) und Gleichung (5)

$$x = -x_{n-1}\cos\alpha t - x_r(1-\cos\alpha t) + \frac{b}{2}(\sin\alpha t - \alpha t\cos\alpha t)\quad \dot{x} = \alpha x_{n-1}\sin\alpha t - \alpha x_r \sin\alpha t + \frac{b}{2}\alpha^2 t\sin\alpha t,$$

hiermit erhält man aus Gleichung (16)

$$\left.\begin{aligned} 2L = \dot{x}^2 + x^2\alpha^2 = \alpha^2 \Big\{ & \frac{b^2}{4}\alpha^2 t^2 + \frac{b^2}{4}\sin^2\alpha t - b\cdot\alpha t\sin\alpha t\cos\alpha t \\ & + 2x_r^2(1-\cos\alpha t) - x_r b(\alpha t + \sin\alpha t \\ & - \sin\alpha t\cos\alpha t - \alpha t\cos\alpha t) + x^2_{n-1} \\ & + x_{n-1}\sin^2\alpha t(b\alpha t - 2x_r) + x_{n-1}\cos\alpha t \\ & [2x_r(1-\cos\alpha t) - b(\sin\alpha t - \alpha t\cos\alpha t)]\Big\}. \end{aligned}\right\} \quad (17)$$

Setzt man hierin $\alpha t = \pi$, so erhält man die Arbeit für eine halbe Schwingung zu

$$\left.\begin{aligned} 2L_{(\alpha t=\pi)} = \alpha^2\bigg[& \left(\frac{b\pi}{2} - 2x_r\right)^2 \\ & + (x^2_{n-1} + 4x_r\cdot x_{n-1} - \pi b\cdot x_{n-1})\bigg]. \end{aligned}\right\} \quad (18)$$

Setzt man in Gleichung (18) den Grenzfall $x_r = \frac{\pi b}{4}$ ein, so wird $x_{n-1} = \frac{\pi b}{4}$ und man erhält

$$2L = \alpha^2\left(\frac{\pi b}{4}\right)^2.$$

Dieser Fall ist in Abb. 9 als Schaubild aufgetragen. Zunächst sind die beiden Anfangsschwingungen eingezeichnet; dann ist die Hystereseschleife für die Endlage angegeben, das ist die geschlossene ovale Kurve. Und schließlich ist zum Vergleich die Hystereseschleife für die Reibungsschwingung ohne Berücksichtigung der Reibungsschwingung eingetragen (vgl. H. Lorenz, a. a. O., S. 160).

Über kalte Elektronentladung in hochevakuierten Glühlampen.

Von P. Selényi und E. Tarján.

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium der Vereinigten Glühlampen- und Elektrizitäts-A.-G., Ujpest bei Budapest.)

Inhalt: Mitteilung einer an Vakuumlampen gefundenen elektrostatischer Erscheinung und deren Erklärung.

1. Es ist in den Lampenfabriken allgemein üblich, die Vakuumglühlampen in den verschiedenen Stufen der Fabrikation mittels Teslaströmen zu prüfen, wobei die Höhe des Vakuums aus dem Vorhandensein, Aussehen bzw. Ausbleiben der Leuchterscheinungen in der Lampe beurteilt wird. Wird die Prüfung an einen kräftigeren Teslaapparat vorgenommen, so beobachtet man oft, daß die Glühfäden[1]) stark auseinander gespreizt werden, und diese Ausbauchung bleibt dann — sofern die Lampe nicht gebrannt wird — längere Zeit hindurch bestehen. Wird sie dagegen mit niedriger Spannuug beginnend eingeschaltet und diese allmählich erhöht, so verschwindet meistens schon beim Rotglut die Ausbauchung der Fäden und der Ballon zeigt eine elektrische Ladung, manchmal von solcher Stärke, daß auf die angenäherte Fingerspitse ein kleines Fünkchen hinüberspringt. In dieser auffälligen Form hat der eine von uns (Tarján) die Erscheinung vor längerer Zeit gefunden; eingehendere Beobachtungen darüber haben wir aber erst angestellt, als die Frage sich erhob, ob sie für die Beurteilung

[1]) Es handelt sich hier ausschließlich um Vakuumglühlampen mit gestrecktem Faden (sogenannte Bügellampen).



der Lampe irgendwelche Aufschlüsse nicht ergeben kann. Dies ist auch tatsächlich der Fall. Es stellte sich nämlich heraus, daß die notwendige und mit gewisser Beschränkung hinreichende Bedingung für das Zustandekommen der Fadenausbauchung, ein gutes Vakuum in der Lampe ist. Vor dem sogenannten Klarbrennen (clean-up), als der Druck in der Lampe noch etwa $^1/_{1000}$ mm und mehr beträgt, kommt die Fadenausbauchung nie zustande, nachher aber kann sie immer hervorgerufen werden. Nur bei viel gebrannten Lampen (Vakuum besser als 10^{-6} mm Hg) gelingt es nicht immer sie hervorzurufen, denn bei der Berührung mit dem Teslapol geraten die Fäden oft in solch heftige Schwingungen, daß sie zerrissen werden. Auch bei neuen Lampen entsteht ein Fadenbruch oder Verbiegen der Fadenhalter zu leicht; aus diesem Grunde und weil die übliche Teslaprobe praktisch dasselbe leistet, ist diese Erscheinung als „Vakuumkriterium" nicht zu empfehlen. Vom physikalischen Standpunkte bietet sie aber ein gewisses Interesse, schon deshalb, weil hier, wie wir zeigen werden, ein leicht reproduzierbarer Fall der sonst so vereinzelt erscheinenden Lilienfeldschen autoelektronischen Entladungsform vorliegt.

2. Bei der Erklärung der ganzen Erscheinung haben zuerst zwei Umstände Schwierigkeiten verursacht. a) Die am Teslaapparat behandelten Lampen mit ausgespreizten Fäden erwiesen sich im ganzen elektrisch neutral: in ein Faradaysches Gefäß hineingebracht, zeigt das mit demselben verbundene Elektroskop keine freie Ladungen. b) Die beim Einschalten der Lampe freigewordene Ladung ist stets von demselben Vorzeichen und zwar positiv. Es war nun nicht ohne weiteres klar, wie durch die hochfrequenten Teslaströme eine Aufladung immer von demselben Vorzeichen entsteht, wie eigentlich der Zustand der Lampe nach der Teslabehandlung ist, und woher die freie positive Ladung bei dem Einschalten kommt.

Eine wesentliche Klärung wurde dadurch erzielt, daß wir den Teslaapparat durch eine Influenzmaschine ersetzten, wobei das Glühfadensystem mit dem einen Pole, ein auf den Kolben gewickelter Draht (bzw. die den Kolben haltende Hand) mit dem anderen Pole berührt wurde. Es stellte sich dann heraus, daß die Ausbauchung nur dann erfolgt, wenn der Glühfaden an den negativen Pol gelegt wird. Wurde bei solcher Polung die Maschine langsam gedreht, so erschien auf der Kolbenwand — meistens gegenüber der Spitze der Elektroden — ein kleiner, scharf begrenzter bläulicher fluoreszierender Lichtfleck — ein Zeichen dafür, daß aus der Elektrodenspitze Kathodenstrahlen austreten und die Kolbenwand treffen. Die Fäden bleiben dabei noch ausgestreckt; entfernt man jetzt die Lampe von der Maschine und berührt die Zuführungsdrähte mit der Hand (bzw. mit dem um den Kolben gewickelten Draht) so springt ein kleiner Funken hinüber und die Fäden spreizen momentan stark auseinander.

Aus diesem Versuche sind die bei der Teslabehandlung sich abspielenden Vorgänge ohne weiteres verständlich. Legt man die Zuführungsdrähte an den einen Pol des Teslatransformators, so kommt eine Gleichrichtung der Hochfrequenzströme zustande, dadurch, daß die Lampe nur die Phase durchläßt, bei welcher der Glühfaden negativ ist, also die Kathode bildet. Der Strom wird dabei ausschließlich durch die, aus dem Faden und Halter (kurz aus den Metallteilen) infolge der hohen Spannung austretenden Elektronen getragen, während die umgekehrte Phase — da doch der Glaskolben als Isolator keine Elektronen entsenden kann — für einen Leitungsstrom vollständig gesperrt wird. Infolgedessen ladet sich die innere Kolbenwand in beiden Fällen (Influenzmaschine, Teslaapparat) negativ auf, und durch die anziehenden Kräfte dieser Ladung werden die Glühfäden ausgebaucht. Bevor wir zur Erklärung der weiteren Erscheinungen („Entladung" der Lampe) übergehen, soll noch darauf hingewiesen werden, daß die hier auftretenden Kathodenstrahlen keine „gewöhnlichen" sind, wie solche in den Crooks'schen oder in lufthaltigen Röntgenröhren entstehen, denn in einer, durch längere Zeit gebrannten Lampe herrscht sowohl nach literarischen Angaben[2]), wie auch nach eigenen Erfahrungen, über welche wir demnächst berichten werden, ein ausgezeichnetes Hochvakuum. (Druck unterhalb von 10^{-6} mm.) Es fehlen also hier die Bedingungen für die Entstehung gewöhnlicher Kathodenstrahlen (Anprall positiver Ionen auf die Kathode); es ist eben die Lilienfeldsche autoelektronische Entladung, die hier zustande kommt. Mit Hilfe einer parallel geschalteten Funkenstrecke bestimmt, ergab die, für die Erzeugung dieser Entladung hier notwendige Spannung zu etwa 12000 Volt.

3. Wie schon erwähnt, ist die Gesamtladung der Lampe in diesem Zustande gleich Null. In dem Moment aber als man die Lampe einschaltet und — wie schon erwähnt — die Fadenausbauchung verschwindet (bzw. kleiner wird) zeigt das Elektroskop eine starke positive Ladung an. Diese Ladung sitzt an der äußeren Ballonwand, von wo sie sich durch Berührung mit der Hand leicht ableiten läßt. Nach der Ableitung dieser freien Ladung bauchen sich dann die Fäden wieder aus und dieses Spiel läßt sich bei abnehmender Stärke einigemal wiederholen.

[2]) F. Skaupy, Physik und Chemie des Glühlampenvakuums. Zeitschr. f. techn. Phys. **5** (1924), 563.



Bezüglich Entbindung dieser gebundenen Ladung ist zwischen neuen und gebrannten Lampen ein starker Unterschied zu beobachten. Bei neuen Lampen erfolgt die Geradestreckung der ausgebauchten Fäden und Erscheinen einer starken positiven Ballonladung meistens schon beim eben beginnenden Rotglühen, bei viel gebrannten Lampen ist es dagegen oft unmöglich die Lampen durch Brennenlassen zu „entladen": selbst bei starker Überlastung bleibt das Ausbauchen bestehen und es erscheint keine freie Ballonladung. Erwärmt man dagegen eine solche Lampe stark mit einer Bunsenlampe, so nimmt der Faden wieder seine normale Form an, eine elektrische Ladung ist — natürlich — nicht zu beobachten, denn die gut leitende Flamme läßt das Auftreten einer solchen nicht zu.

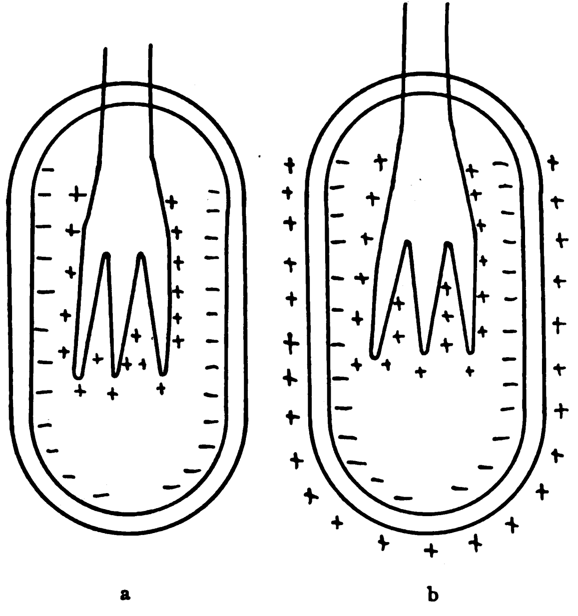


Abb. 1. Ladungsverteilung an „geladenen" Lampen; a) vermutet, b) gefunden.

Auf der geladenen Lampe könnte man eine auf Abb. 1a dargestellte Ladungsverteilung vermuten: die innere Kolbenwand sollte die negative, das Fadensystem die gleich große positive Ladung tragen. Das eben beschriebene weitere Verhalten der Lampe entspricht aber nicht diesem Bilde, sehr wohl aber dem auf Abb. 1b dargestellten, wonach ein, und zwar der größte Teil der positiven Ladung auf der äußeren Ballonwand sitzt und nur der kleinere Teil auf dem Fadensystem. Im Sinne dieser Annahme läßt sich die Lampe mit einer Leydener Flasche vergleichen, wobei innere und äußere Kolbenwand die zwei Belegungen, das Fadensystem und die Zuleitungsdrähte den, aus der Flasche herausragenden Metallstab darstellen. Die Lampe, als Kondensator, ebenso wie die Leydener Flasche hat eine gewisse Streuung, d. h. außer den Kraftlinien, die die zwei Belegungen verbinden, sind freie Kraftlinien vorhanden, d. h. solche die die eine Belegung mit der Umgebung (mit der Erde) verbinden. Infolgedessen läßt sich ein solcher Kondensator auf zwei Weisen entladen: Erstens natürlich dadurch, daß man die zwei Belegungen miteinander leitend verbindet. Bei der Lampe geschieht dies dadurch, daß man den Kolben durch starke Erwärmung leitend macht, so daß Plus- und Minusladung sich miteinander vereinigen können. Eine freie Ladung tritt dabei natürlich nicht auf. Zweitens läßt sich eine Leydener Flasche auch so entladen, daß man die zwei Belegungen abwechselnd mit der Hand berührt (mit der Erde verbindet). Von der jeweiligen abgeleiteten Belegung verschwindet dabei die freie Ladung und auf der anderen tritt abermals eine, von entgegengesetztem Vorzeichen auf. Die erwähnte, durch Brennen bewirkte Entladung der Lampe kann nur auf diese Weise geschehen, bzw. erklärt werden. Im einzelnen verläuft der Vorgang folgendermaßen.

Aus dem Glühdraht treten positive Ionen aus, gehen zur inneren Ballonwand hinüber und neutralisieren den Teil der negativen Ladung, dessen Kraftlinien an dem Glühfaden endigten. Die Anziehung der Fäden hört also auf und gleichzeitig erscheint auf der äußeren Kolbenwand eine freie positive Ladung die sich durch Berührung ableiten läßt. Der ganze Vorgang gleicht vollkommen der schrittweisen Entladung einer Leydener Flasche mit dem einzigen Unterschied, daß bei der Leydener Flasche beide Belegungen zugänglich und ableitbar sind; bei der Lampe dagegen nur die äußere Belegung (die äußere Kolbenwand), während die innere nur insofern und in dem Maße, als der Glühdraht positive Ionen (bzw. die innere Kolbenwand negative Elektronen) entsendet, die eine Leitung zwischen Glühdraht und innerer Kolbenwand vermitteln.

Eine Emission von Elektronen aus einem Isolator (Glas) ist kaum anzunehmen, daß aber ein glühender Draht positive Ionen entsenden kann, ist eine allbekannte Tatsache. Für die Richtigkeit dieser Annahme spricht auch der Umstand, daß die Entladung bei ganz schwachem Glühen erfolgt; bekanntlich treten positive Ionen bei schwachem Glühen aus, bei starkem Glühen dagegen negative Elektronen. Es ist auch bekannt, daß die positive Ionisation keine, den glühenden Körpern innewohnende Eigenschaft bildet, sondern dem Gasinhalte desselben zuzuschreiben ist. In gutem Einklang damit steht die eben erwähnte Beobachtung, nach welcher die Entladung bei neuen Lampen sehr leicht, bei gebrannten schwer oder überhaupt nicht zu bewerkstelligen ist; der frische Draht enthält noch okkludiertes Gas, während

das schon lange gebrannte vollständig entgast ist. Damit wäre diese Erscheinungsgruppe im ganzen und großen geklärt. Zwar haben wir Beobachtungen gemacht, die noch nicht in sämtlichen Einzelheiten verständlich waren, da wir aber zu der Überzeugung gelangt sind, daß hier nichts prinzipiell Neues oder Wichtiges zu erwarten ist, haben wir uns mit diesen Erscheinungen nicht weiter beschäftigt.

Zusammenfassung.

Es wurde eine, bei der üblichen Prüfung der Vakuumlampen mittels Teslaströmen gefundene merkwürdige elektrostatische Erscheinung (Auseinanderspreizen der Fäden, Auftreten einer starken positiven Ballonladung beim Einschalten der Lampe) untersucht und gezeizt, daß die „Aufladung" der Lampe durch Lilienfeldsche Kathodenstrahlen, die „Entladung" durch positiven Ionen aus dem Glühfaden zu erklären sind.

Ujpest, den 2. November 1925.

Leuchtende piezoelektrische Resonatoren als Hochfrequenznormale.

Bericht über einen von E. Giebe am 10. Dezember 1925 im Elektrotechnischen Verein zu Berlin gehaltenen Vortrag.

Die von J. u. F. Curie im Jahre 1880 entdeckte Erscheinung der Piezoelektrizität gewisser Kristalle äußert sich, wie bekannt, in zwei Effekten: erstens dem direkten Effekt, d. i. in einer dielektrischen Polarisation des Kristalls infolge elastischer Deformation, zweitens dem reziproken Effekt, d. i. in einer elastischen Deformation des Kristalls infolge dielektrischer Polarisation. Wie der Amerikaner Cady neuerdings gezeigt hat, kann man einen piezoelektrischen Kristall, etwa in Stabform, durch ein elektrisches Wechselfeld vermöge des reziproken Piezoeffekts zu stehenden, elastischen Longitudinalschwingungen sehr hoher Frequenz anregen, wenn die Frequenz des erregenden Feldes übereinstimmt mit einer der elastischen Eigenfrequenzen des Kristallstabes. Das Eintreten der Resonanz zwischen elektrischen und elastischen Schwingungen beobachtet man nach Cady an der Rückwirkung des „piezoelektrischen Resonators" auf den ihn erregenden elektrischen Schwingungskreis mit Hilfe eines Strommessers, der in den Schwingungskreis eingeschaltet ist, oder auch akustisch mit einem Telephon in geeigneter Empfängerschaltung.

Die neuen „leuchtenden piezoelektrischen Resonatoren", die von E. Giebe und A. Scheibe in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt erfunden sind, beruhen darauf, daß durch die Deformationen eines piezoelektrisch zu longitudinalen Schwingungen angeregten Quarzstabes sekundär piezoelektrische Spannungen entstehen. Diese Spannungen, die bei Resonanz recht hoch sind, erzeugen nun unter gewissen Versuchsbedingungen, zu denen insbesondere Einschluß der Resonatoren in einen luftverdünnten Raum gehört, eine leuchtende elektrische Entladung. Das Leuchten tritt nur ein, wenn Resonanz besteht zwischen den erregenden elektrischen und den erregten elastischen Schwingungen und kann daher zur Resonanzanzeige benutzt werden.

Die Empfindlichkeit derartiger leuchtender Resonatoren ist außerordentlich groß. Man kann es so einrichten, daß der Quarzstab nur dann aufleuchtet, wenn die Frequenz der erregenden elektrischen Schwingungen nicht mehr als $^1/_{100}$ % von einer der longitudinalen Eigenfrequenzen des Stabes abweicht. Welche der Eigenfrequenzen jeweils zur Anregung kommt, ist ohne Schwierigkeit aus der Form der Leuchterscheinung zu ersehen. Ein Quarzstab von 80 mm Länge, dessen elastische Grundfrequenz 34 100 Schwingungen/sec (elektrische Wellenlänge von 8800 m) beträgt, konnte außer in seiner Grundschwingung in Oberschwingungen bis zur 21. (720 000 Schwingungen/sec) leuchtend angeregt werden.

Die leuchtenden Resonatoren sind ein sehr einfaches Hilfsmittel, um einen Sender, z. B. einen Rundfunksender ohne Benutzung irgendwelcher Meßinstrumente mit großer Genauigkeit stets wieder auf die gleiche Wellenlänge einzustellen. Bei dem Berliner Sender in Witzleben ist bereits seit 8 Wochen ein auf Welle 505 m abgestimmter Resonator im Dauerbetrieb. Es steht zu erwarten, daß die Störungen im Rundfunkempfang, die durch ungenaue Einstellung der den verschiedenen in- und ausländischen Sendern zugeteilten Wellen entstehen, sich in Zukunft durch die Benutzung solcher leuchtender Resonatoren werden vermeiden lassen.

Über die Vorgänge in den Gegenstromapparaten der Gasverflüssiger.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Von Walther Meissner.

Die Gegenströmer bilden einen wesentlichen Teil der nach dem Lindeschen Prinzip arbeitenden Gasverflüssigungsapperate. Im idealen Grenzfall soll am warmen Ende des Gegenströmers die Temperatur des austretenden Gases gleich derjenigen des eintretenden Gases sein. Im folgenden ist unter Berücksichtigung der metallischen Wärmeleitung untersucht, wie weit diese Forderung prin-

zipiell bei den Gasverflüssigungsapparaten erfüllbar ist. Ferner sind einige praktische Folgerungen aus den erhaltenen Resultaten gezogen.

Um die wesentlichsten Vorgänge in einem Gegenströmer darzulegen, diene die schematische Abb. 1. Das hochgespannte Gas ströme in einer Rohrleitung h in der Pfeilrichtung nach unten. Im Apparateteil A werde es (mit oder ohne äußere Arbeitsleistung) entspannt, wobei der Bruchteil ε durch Verflüssigung dem Kreislauf entzogen werde. Der Rest $1 - \varepsilon$ der Gasmenge ströme durch die Rohrleitung r in der Pfeilrichtung nach oben zurück. Durch die Trennungswand zwischen h und r hindurch findet ein Wärmeaustausch zwischen dem hin- und dem rückströmenden Gas statt. Außerdem ist im Innern der Rohrwandungen ein

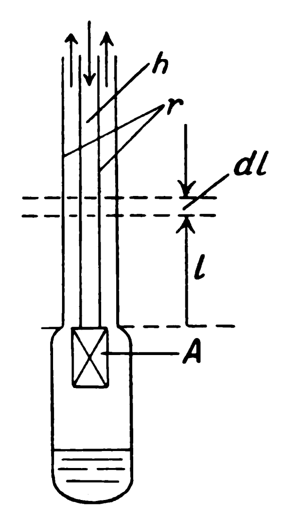


Abb. 1. Schema eines Gegenströmers.

Wärmestrom vorhanden, der überall nach unten gerichtet ist, wenn in Abb. 1 das obere Ende des Gegenströmers das warme, das untere Ende das kalte ist. Die Zustandsgrößen in der Hin- und Rückleitung mögen durch die Indices h und r unterschieden, die in den Wandungen gültigen außerdem mit einem Strich versehen werden. Betrachtet man zwei um dl entfernte Querschnitte durch die Rohrleitungen im Abstand l vom unteren Ende (Abb. 1), so gilt für die Raumelemente zwischen den beiden Querschnitten im Beharrungszustand, wo alles unabhängig von der Zeit ist, folgendes:

Ist $u + pv = i$ der Wärmeinhalt des Gases pro Gramm (u = Energie, v = Volumen pro Gramm, p = Druck), M die sekundliche Strömungsmenge in h, so beträgt die sekundliche Änderung des Wärmeinhalts beim Durchströmen des Raumelements der Hinleitung

$$M \frac{d i_h}{d T} \frac{d T_h}{d l} d l .$$

Entsprechend ist die sekundliche Änderung des Wärmeinhalts beim Durchströmen des Raumelements der Rückleitung

$$-(1 - \varepsilon) M \frac{d i_r}{d T} \frac{d T_r}{d l} d l .$$

Die sekundlich vom Raumelement von h nach der Zwischenwand übergehende Wärmemenge beträgt $\alpha_h (T_h - T_h') d l$, wobei α_h die von l abhängige, auf den Rohrumfang bezogene Wärmeübergangszahl ist. T_h' ist die Temperatur der Zwischenwand dicht an der nach h zu gelegenen Oberfläche. Entsprechend wird die sekundlich von der Zwischenwand zum Raumelement von r übergehende Wärmemenge $\alpha_r (T_r' - T_r) d l$, die von der äußeren Wandung a von r nach r übergehende Wärmemenge $\alpha_a (T_a' - T_r) d l$. Die sekundliche Änderung der in der Wandung von h nach unten strömenden Wärmemenge ist im Raumelement von der Länge $d l$ gegeben durch

$$\frac{d}{d l}\left(\lambda' F_h' \frac{d T_h'}{d l}\right) d l ,$$

wobei λ' die Wärmeleitfähigkeit der Wandung, F_h' ihr Querschnitt ist. Entsprechend ist die sekundliche Änderung der in der äußeren Wandung a von r nach unten strömenden Wärmemenge

$$\frac{d}{d l}\left(\lambda' F_a' \frac{d T_a'}{d l}\right) d l$$

im Raumelement von der Länge $d l$.

Wird von äußeren Wärmeverlusten durch die äußere Wandung von r hindurch abgesehen, so muß nach dem Energieprinzip im Beharrungszustand sein

$$M \frac{d i_h}{d T} \frac{d T_h}{d l} - \alpha_h (T_h - T_h') = 0 . \tag{1}$$

$$\left. \begin{aligned} -(1 - \varepsilon) M \frac{d i_r}{d T} \frac{d T_r}{d l} + \alpha_r (T_r' - T_r) \\ - \alpha_a (T_r - T_a') = 0 . \end{aligned} \right\} \tag{2}$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha_h (T_h - T_h') - \alpha_r (T_r' - T_r) \\ + \frac{d}{d l}\left(\lambda' F_h' \frac{d T_m'}{d l}\right) = 0 . \end{aligned} \right\} \tag{3}$$

$$\alpha_a (T_r - T_a') + \frac{d}{d l}\left(\lambda' F_a' \frac{d T_a'}{d l}\right) = 0 . \tag{4}$$

Hierbei ist vorausgesetzt, daß überall, wie es in jedem Gegenströmer der Fall ist, $T_h > T_h'$ und $T_r' > T_r$ ist. T_h' ist dann auch $> T_r'$, aber praktisch bei nicht zu dicker Rohrwandung nur sehr wenig von T_r' verschieden. Für T_m' kann dann der Mittelwert von T_h' und T_r' gesetzt werden.

Sieht man zunächst von der Wärmeleitung in den Rohrwandungen in Richtung derselben ab, setzt also $\lambda' = 0$, so wird nach (4) $T_a' = T_r$, d. h. die äußere Wandung von r hat überall die



Temperatur des Gases in r. Ferner wird dann nach (1), (2) und (3)

$$\frac{d\,i_h}{d\,T}\frac{d\,T_h}{d\,l} = (1-\varepsilon)\frac{d\,i_r}{d\,T}\frac{d\,T_r}{d\,l}. \qquad (1\,\mathrm{a})$$

Nun ist $d\,i_h/d\,T$ gleich der spezifischen Wärme c_{ph} des Gases beim hohen Druck p_h, den es beim Hinströmen hat, $d\,i_r/d\,T$ gleich der spezifischen Wärme c_{pr} des Gases beim niedrigen Druck p_r während des Rückströmens. Ist $c_{ph} > c_{pr}$, wie es im allgemeinen zutrifft, so ist nach (1 a)

$$\frac{d\,T_h}{d\,l} < (1-\varepsilon)\frac{d\,T_r}{d\,l},$$

also erst recht

$$\frac{d\,T_h}{d\,l} < \frac{d\,T_r}{d\,l}$$

für alle betrachteten Temperaturen, also alle Werte von l. Für $l = 0$ hat im betrachteten Fall der Kälteerzeugung beim Entspannen in A (Abb. 1) $T_h - T_r$ einen bestimmten positiven Wert. Da mit wachsendem l der Wert von T_r schneller wächst als der von T_h, so kann bei genügender Länge des Gegenströmers am oberen Ende desselben $T_h = T_r$ werden, so daß Kälteverluste durch das den Gegenströmer verlassende entspannte Gas prinzipiell vermieden werden können. Ist $\varepsilon > 0$, so gilt dies nach (1 a) sogar in solchen Temperaturgebieten, wo etwa $c_{ph} < c_{pr}$ sein sollte: Wird ein genügender Bruchteil des Gases verflüssigt, so reicht der Wärmeinhalt des hinströmenden Gases unter allen Umständen aus, um das rückströmende, entspannte Gas auf die Temperatur des eintretenden hochgespannten Gases zu erwärmen.

Was nun weiter den Einfluß der Wärmeleitung in den Rohrwandungen betrifft, so wirkt dieselbe in dem Sinne, daß Wärme vom oberen warmen Ende des Gegenströmers nach dem unteren kalten Ende geführt wird, also Kälteverlust entsteht. Aber dieser Kälteverlust wird durch die Strömung des Gases im Gegenströmer unter Umständen herabgesetzt.[1] Es werde zunächst die äußere Wandung a des Gegenströmers (Abb. 1) betrachtet. Sei etwa ohne strömendes Gas das Temperaturgefälle in derselben linear (Abb. 2, ausgezogene Linie für a). Das rückströmende Gas r wird durch die Zwischenwand hindurch vom Gas h erwärmt, so daß sein Temperaturgefälle am oberen Ende des Gegenströmers Null ist (Abb. 2). Es ist also $T_r > T_a'$; entsprechend Gl. (4) wird Wärme von r an a abgegeben, so daß sich etwa der in Abb. 2 punktierte Verlauf der Temperatur in a einstellt. Hierbei kann das Temperaturgefälle am warmen Ende nahezu Null werden bei genügend langem Gegenströmer; dagegen ist am kalten Ende in der Wandung ein starkes Temperaturgefälle vorhanden, durch welches Wärme nach unten geführt wird, die jedoch dem strömenden Gase h unter Vermittlung der Zwischenwand und des Gases r entzogen wird. Durch diesen Vorgang braucht kein Kälteverlust nach außen zu entstehen, wenn der Wärmeüberschuß des hochgespannten Gases gegenüber dem Wärmeinhalt des bei der Entspannung nicht verflüssigten rückströmenden Gasteiles groß genug ist, so daß trotz der in der Wandung a nach unten abströmenden Wärme das Gas r schließlich die Eintrittstemperatur des Gases h annimmt. Betrachtet man weiter die Zwischenwandung zwischen h und r, so gilt auch für die Wärmeleitung

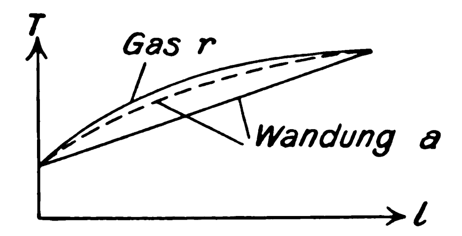


Abb. 2. Temperaturverlauf im Gegenströmer.

in ihr ganz ähnliches: Ein Teil der vom Gas h an die Zwischenwand abgegebenen Wärme wird in der Zwischenwand nach unten abgeführt, statt daß er an r abgegeben wird. Trotzdem kann am warmen Ende der Zwischenwand das Temperaturgefälle Null, also Kälteverlust vermieden sein.

Die Wärmeleitung in den Rohrwandungen des Gegenströmers bedingt also, falls genügender Wärmeüberschuß im hinströmenden gegenüber dem rückströmenden nicht verflüssigten Gasrest vorhanden ist, im wesentlichen nur eine Verlängerung des Gegenströmers (bzw. Vergrößerung der Wärmeaustauschflächen), aber prinzipiell nicht unbedingt einen Kälteverlust. Praktisch läßt sich dieser günstigste Grenzfall natürlich nicht völlig erreichen.

Kritisch wird der Einfluß der Wärmeleitung, falls die Wärmekapazitäten des hin- und rückströmenden Gases fast gleich sind oder gar $c_{ph} < c_{pr}$ ist und falls außerdem die in A auftretende Kälteleistung klein ist.

In solchen Fällen empfiehlt es sich, die metallische Wärmeleitung vom warmen zum kalten Ende des Gegenströmers möglichst herabzusetzen, indem man die Rohre des Gegenströmers aus Neusilber oder dergleichen herstellt. Die Wärmedurchgangszahl senkrecht zur Strömungsrichtung durch die Rohrwandung hindurch, die für den Wärmeaustausch zwischen den Gasströmen maßgebend ist, wird auch bei Rohren aus Neusilber noch hinreichend groß genug. Derartige Gegenströmer aus Neusilberrohren sind von mir

[1] Hierauf wurde ich zuerst durch Herrn Dr. Pollitzer hingewiesen.

mit Erfolg bei dem in der Reichsanstalt aufgestellten Heliumverflüssiger verwendet worden. Sie haben noch den Vorteil, daß die Wärmezufuhr durch die Metallmassen des Gegenströmers auch dann, wenn das Heliumgas nicht zirkuliert, gering ist.

Quantitativ lassen sich diese Fragen an Hand von Gl. (1) bis (4) behandeln, falls man die Eigenschaften der in Betracht kommenden Substanzen genügend genau in Abhängigkeit von der Temperatur kennt.

Auch die Größe der Austauschflächen des Gegenströmers läßt sich dann einwandfrei so ermitteln, daß das Temperaturgefälle am warmen Ende und die Temperaturdifferenz zwischen hochgespanntem und entspanntem Gas am warmen Ende vorgegebene kleine Werte erhalten. Für die Wärmeübergangszahlen kommen dabei, da die Strömungsgeschwindigkeiten der Gase in den Gegenströmern meist oberhalb der kritischen liegen, die Formeln von Nusselt für den Wärmeübergang in Rohrleitungen in Betracht. Maßgebend für die Berechnung der Gegenströmer ist ferner der Druckunterschied, den man zwischen warmem und kaltem Ende der Niederdruckleitung zuläßt.

Um die Gleichungen (1) bis (4) anwenden zu können, muß man noch wissen, wie groß der verflüssigte Bruchteil ε ist. Für einen idealen, von Kälteverlusten freien Verflüssigungsapparat läßt sich ε mit Hilfe der beiden Hauptsätze der Thermodynamik berechnen, falls die Zustandsgleichung des strömenden Gases und seine Verdampfungswärme bekannt ist, wie ich früher für Wasserstoff gezeigt habe.[2])

Zusammenfassung.

Es wird der Wärmeaustausch in den Gegenstromapparaten der Gasverflüssiger unter Berücksichtigung der metallischen Wärmeleitung in den Rohrwandungen behandelt und gezeigt, in welchen Fällen es zweckmäßig ist, die Rohre aus einem die Wärme schlecht leitenden Material anzufertigen.

[2]) W. Meißner, Zeitschr. für Physik **18** (1923), 12. — Die entsprechenden Ableitungen für Verflüssiger mit äußerer Arbeitsleistung habe ich in dem im Druck befindlichen, von Scheel und Geiger herausgegebenen Handbuch der Physik (Verlag J. Springer, Berlin) gegeben.

(Eingegangen am 2. Dezember 1925.)

Die elektrischen Gefahren des Luftschiffverkehrs.

Vortrag von Prof. Dr. Wigand (Hohenheim-Stuttgart) am 4. Dezember 1925 in der Deutschen Gesellschaft für technische Physik, Charlottenburg, Technische Hochschule.

Die Frage „Ist das Luftschiff elektrisch gefährdet?" stellen, heißt, sie verneinen, oder vorsichtiger gesagt, so beantworten: „Das Luftschiff braucht elektrisch nicht gefährdet zu sein". Die Tatsache, daß Luftschiffe wie Frei- und Fesselballone in zahlreichen Fällen durch elektrische Funkenbildung gezündet und zerstört worden sind, veranlaßte eingehendes Studium der physikalischen und meteorologischen Ursachen und Anwendung der Ergebnisse zu ausreichendem Schutz, so daß jetzt keine nennenswerte elektrische Gefahr des Verkehrs mit Luftschiffen mehr besteht.

I. Die Bedingungen der Bildung starker elektrischer Felder und von elektrischen Funken an gasgetragenen Luftfahrzeugen lassen sich auf folgende Fälle zurückführen: 1. elektrisches Feld der Atmosphäre, 2. Bildung von Eigenladung durch Reibungsvorgänge, 3. radiotelegraphische Vorgänge.

Zu 1: Von den normalen Verhältnissen des elektrostatischen Feldes in der Atmosphäre ausgehend, werden die Störungserscheinungen bei Gewitterlage, besonders die beträchtlichen Hochspannungen in unmittelbarer Nähe von Blitzen besprochen. Diese Hochspannungen können zu Funken- und Blitzentladungen am Luftschiff und durch das Luftschiff führen, besonders wenn dieses eine eigene elektrische Ladung besitzt. Zur Untersuchung des atmosphärischen elektrischen Feldes im Flugzeug und Luftschiff dient ein vom Vortragenden ausgebildetes Meßverfahren.

Zu 2: Die Bildung elektrischer Eigenladung des Luftfahrzeugs durch Reibungsvorgänge kann auf verschiedene Weise zustandekommen; zunächst durch Reibung von Ballonstoff an Ballonstoff oder Zerreißen des Stoffes, wenn der Stoff elektrisch erregbar und ein schlechter Leiter der Elektrizität ist, wie das alle Gummistoffe sind. Es ist dann die Möglichkeit gegeben zum Auftreten von Funken, besonders bei der Landung. Auch können durch Reibung des Gummistoffes am Metallgerippe des Luftschiffes elektrische Ladungen entstehen. Ferner treten Reibungsladungen auf, wenn trockener Ballastsand ausgeworfen wird, und wenn das Wasserstoffgas unter Druck aus engen Öffnungen ausströmt, was beim Entweichen des Ballongases durch die Ventile oder beim Füllen des Ballons aus Vorratsflaschen eintreten kann. Ferner ist an die Entstehung von Reibungselektrizität beim Fließen der Betriebsstoffe (Benzin) in Röhren zu denken. Auch kann die Reibung der Luft am Luftschiff und seinen Propellern zu Ladungen führen, wenn der Luft Staub oder Niederschläge beigemengt sind. Ein weiterer reibungselektrischer Prozeß von Bedeutung ist die Selbstaufladung der Motoren, die wie eine Elektrisiermaschine wirken. Die hierbei in Frage kommenden physikalischen Bedingungen und die praktische Bedeutung dieses Problems sind vom Vortragenden gemeinsam mit Herrn Dr. Schlomka geklärt worden. Es hat



sich gezeigt, daß die neuen Maybach-Motoren des Amerika-Zeppelins praktisch keine Selbstaufladung ergeben, also wesentlich günstiger sind als alle sonst in der Luftfahrt verwendeten Explosionsmotoren.

Zu 3: Endlich die Möglichkeit der Funkenbildung im Luftschiff durch radiotelegraphische Vorgänge. Weder beim Empfang noch beim Senden können nachweislich Funken auftreten, wenn dafür gesorgt ist, daß alle Metallteile des Luftschiffes untereinander gut verbunden sind, so daß nirgends ein Funken überspringen kann.

II. Wie steht es nun mit der Zündgefahr und ihrer Vermeidung? Selbst wenn Hochspannung am oder im Luftschiff vorhanden ist, und selbst wenn sich Funken bilden sollten, so kann eine Zündung nur dann eintreten, wenn gleichzeitig Wasserstoffgas mit Luft oder explosionsfähiges Knallgas vorhanden ist. Ferner muß der Funke genügend heiß sein, d. h. eine große Elektrizitätsmenge enthalten. Wenn er nur hohe Spannung, aber geringe Elektrizitätsmenge hat, bleibt er kalt, und die Zündgefahr ist gering.

Man vermeidet Funkenbildung und Zündgefahr zunächst dadurch, daß man alle Metallteile leitend verbindet, wie es schon bei der Radiotelegraphie im Luftschiff gefordert wird. Für den Amerika-Zeppelin wurde dies vor den Probefahrten kontrolliert, indem man das Innere des Schiffes bei Nacht und völliger Dunkelheit auf etwaiges Auftreten selbst kleinster Funken und Spannungsunterschiede prüfte, während krältiger Betätigung der Sendeeinrichtung. Besonders die Gasventile und auch die elektrisch gefährdeten Propellerspitzen sind metallisch mit den übrigen Metallteilen des Luftschiffes zu verbinden. Und die Gasfülleitung ist gut zu erden.

Außer den Metallteilen des Luftschiffes müssen auch sämtliche andere Materialien gut elektrisch leitend sein, also besonders die Stoffe, aus denen die Gaszellen und die Außenhaut des Schiffes bestehen. Man ist gänzlich abgekommen von den früher üblichen Gummi-Ballonstoffen und benutzt jetzt für die Gaszellen sogenannte Stoffhaut, die nicht reibungselektrisch erregt werden kann und gut leitend ist.

Der Zündgefahr begegnet man ferner durch konstruktive Anordnungen. Die Ventile liegen an Abzugsschächten, und bei der Belüftung des Laufganges wird darauf geachtet, daß sich kein entzündliches Gas-Luftgemisch ansammelt. Die Funkkabine ist hermetisch verschlossen und wird unter innerem Überdruck gehalten.

Etwaige Eigenladungen des Luftschiffes sind nach Möglichkeit schnell auszugleichen. Es wirkt in dieser Hinsicht zunächst von selbst die natürliche luftelektrische Zerstreuung solcher Ladungen, ferner Spitzenwirkung und auch die Ausgleichswirkung der heißen Motor-Auspuffgase sowie des Propellers. Zur Vervollständigung der Ausgleichung können besondere vom Vortragenden angegebene Ausgleichsapparate angebracht werden, die eine etwa bestehende Hochspannung auf ein harmloses Maß herabsetzen. In jedem Falle empfiehlt sich eine Kontrolle des Spannungszustandes des Luftschiffes durch laufende Beobachtung seiner Spannung. Hierbei werden zur Messung des luftelektrischen Feldes wie von Eigenladungen die vom Vortragenden entwickelten Apparate benutzt.

Wohl das wichtigste Mittel zur Vermeidung der Zündgefahr von Luftschiffen ist eine ausreichende meteorologische und luftelektrische Beratung, die es ermöglicht, jederzeit den elektrischen Charakter der Wetterlage und besonders die Entwicklung von Gewittern rechtzeitig zu erkennen. Schon die Beobachtung der Wolkenformen gibt dazu ein brauchbares Mittel. Wie bei zwei Probefahrten des Amerikazeppelins im vorigen Herbst vom Vortragenden gemeinsam mit Herrn Dr. Koppe erwiesen wurde, gestattet die erwähnte Meßapparatur zur Beobachtung des Spannungszustandes dem Luftschiffführer eine laufende luftelektrische Kontrolle. Dadurch ist der Führer in die Lage versetzt, hochgespannte Schichten und Einzelwolken frühzeitig schon aus größerer Entfernung zu erkennen und ihnen auszuweichen; denn die Fahrtgeschwindigkeit ist in jedem Falle größer als die Eigenbewegung dieser gefährlichen atmosphärischen Gebilde.

Ist der Luftschiffführer dennoch gezwungen, in hochgespannten Luftschichten zu fahren, was sich nicht immer vermeiden lassen wird, so ist bei Innehaltung gewisser Vorschriften keine nennenswerte Zündgefahr vorhanden. Dahin gehört beispielsweise das Verbot, bei Gewitterlage Ventil zu ziehen oder durch Hochfahren Gas abblasen zu lassen; ferner die Vermeidung von Ballastabgabe, weil der absinkenden Ballaststreifen eine Blitzbahn abgeben könnte. Sollte wirklich einmal ein Blitz das Luftschiff treffen, so ist damit keineswegs notwendigerweise eine Zündung verbunden, was durch zahlreiche Fälle erwiesen ist. Das Museum des Luftschiffbau Zeppelin in Friedrichshafen birgt blitznarbige Teile von Luftschiffen, die ein Gewitter ungefährdet überstanden haben.

Als wirksamer Schutz gegen die elektrische Zündgefahr genügt also ein nach der Erkenntnis der Urschen handelnder Bau und Betrieb des Luftschiffs.

Neue Bücher.

(Besprechung bleibt vorbehalten.)

Abderhalden, E., Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden. Abt. II. Physikalische Methoden. Teil 2. Heft 1, Lieferung 187. S. 738—906, 73 Abb. i. T. Urban & Schwarzenberg, Berlin-Wien. 1926. Rm. 7,50.

Föppl, A., Lebenserinnerungen. Rückblick auf meine Lehr- und Aufstiegjahre. 155 S. R. Oldenbourg, München und Berlin. 1925. Geb. Rm. 6,—.

Goetsch, H. W., Taschenbuch für Fernmelde-Techniker. 2. Aufl. XI, 424 S., 723 Abb. i. T. R. Oldenbourg, München und Berlin. 1925. In Leinen geb. Rm. 10,—.

Goetz, A., Physik und Technik des Hochvakuums. 2., umgearb. u. verm. Aufl. IX, 260 S., 121 Abb. u. 3 Taf. Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., Braunschweig. 1926. Geh. Rm. 16,—, geb. Rm. 18,—.

Guertler, W., Metallographie. II. Bd.: Die Eigenschaften der Metalle und ihrer Legierungen, II. Teil Physikalische Metallkunde, 6. Heft Die elektrische und thermische Leitfähigkeit von A. Schulze. III. Lieferung. XVI, 380 S. Gebr. Bornträger, Berlin. 1925. Rm. 40.—.

Güntherschulze, A., Elektrische Gleichrichter und Ventile. Aus Sammlung „Lebende Bücher" herausgegeben von Adalb. Deckert. VIII, 181 S. A. Ziemsen, Wittenberg. 1924. Rm. 6,20.

Hanemann, H. und A. Schrader, Über den Martensit. (Mitteilung aus der Metallographischen Abteilung des Eisenhüttenmännischen Laboratoriums der Technischen Hochschule zu Berlin.) 25 S., 77 Abb. i. T. und auf 13 Taf. Verlag Stahleisen m. b. H., Düsseldorf. 1926. Rm. 6,—.

Herzog, S., Industrielle Materialienkunde. 361 S. R. Oldenbourg, München. 1924. Brosch. Rm. 10,—, in Halbleinen geb. Rm. 12,—.

Hess, A, Planimetrie. Mit einem Abriß über die Kegelschnitte. 3. Aufl. IV, 146 S., 206 Abb. i. T. Julius Springer, Berlin. 1925. Rm 4,50.

Hess, A., Trigonometrie für Maschinenbauer und Elektrotechniker. 5. verb. Aufl. VI, 132 S., 120 Abb. i. T. Julius Springer, Berlin. 1926. Rm. 3,90.

Pollit, A. A., Die Ursachen und die Bekämpfung der Korrosion. Aus dem Englischen übersetzt und bearbeitet von W. H. Creutzfeldt. VIII, 182 S., 39 Abb. i. T. Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., Braunschweig. 1926. Geh. Rm. 11.—, geb. Rm. 13,—.

Springer, L., Die Fortschritte der Glastechnik. 122 S., 82 Abb. i. T. Fr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1925. Geh. Rm. 12,—.

Walter, B., Die physikalischen Grundlagen der medizinischen Röntgentechnik. VIII, 333 S., 89 Abb. i. T. Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., Braunschweig. 1926. Geh. Rm. 14,—, geb. Rm. 16,—.

Whittaker, E. T., Einführung in die Theorie der optischen Instrumente. Ins Deutsche übertragen von Alfred Hay. VI, 104 S., 43 Abb. i. T. Johann Ambrosius Barth, Leipzig. 1926. Geb. Rm. 6,—.

Besprechungen.

Hort, W., **Die Differentialgleichungen des Ingenieurs.** II. A. unter Mitw. von W. Birnbaum und K. Lachmann. 700 S., 300 Abb. und 2 Taf. Julius Springer, Berlin. 1925. Geb. Rm. 25,50.

Der durch seine „technische Schwingungslehre" bekannte Verfasser steht seit Jahren in der Praxis und ist wie kein anderer berufen, eine zusammenfassende Darstellung der für den Ingenieur und technischen Physiker wichtigsten Differentialgleichungen zu geben. Besonderes Gewicht wurde vom Verfasser auf eine Zusammenstellung der numerischen und zeichnerischen Lösungsmethoden von Runge, Duffing, Gümbel, Meissner und anderen und auf die mechanische Integration durch Instrumente gelegt. In der einheitlichen Darstellung dieser Näherungsmethoden und ihrer Durchführung an Beispielen liegt der Wert dieses Buches für den Techniker, und gerade aus diesem Grunde wird es auch vielen Lesern dieser Zeitschrift willkommen sein.

Der Inhalt gliedert sich in vier Teile:

Im ersten werden nach einer Einleitung über den Begriff des Differentialquotienten, des Integrales und den zugehörigen Rechenregeln die gewöhnlichen Differentialgleichungen erster, zweiter sowie höherer Ordnung und die simultanen Differentialgleichungen behandelt. Es folgt ein kurzer Abschnitt über lineare Differentialgleichungen.

Der zweite Teil befaßt sich mit den partiellen Differentialgleichungen und ihren Anwendungen in der Potentialtheorie, Elastizitätstheorie, Hydrodynamik und Elektrodynamik.

Im dritten und vierten Teil werden die Grundzüge der Variationsrechnung auseinander gesetzt und eine kurze Einführung in die Theorie der linearen Integralgleichungen gegeben.

Als Beispiele der behandelten Differentialgleichungen werden stets solche gewählt, für die der Ingenieur oder Physiker Interesse hat. Aus der großen Anzahl sei erwähnt: Die Spiegelkurve von fließenden Gewässern und des Grundwassers in der Nähe eines Brunnens, die Formänderung eines dickwandigen Rohres und der Wandung eines Behälters, Untersuchung des Bewegungsverlaufes einer Einzylinderdampfmaschine, Stromverteilung in einem Kettenleiter, Schwingungen von Platten, Membranen und Stäben, die Wärmebewegung in den Wandungen eines Dampfmaschinenzylinders, elektromagnetische Vorgänge bei Wechselströmen auf geraden Leitern, der Skineffekt usw. Bei der Durchführung dieser Beispiele ergibt sich zwanglos die Einführung und Erläuterung der elliptischen, Kugel- und Zylinder-Funktionen und der hypergeometrischen Reihe.

Die Darstellung dieses umfangreichen Stoffes ist anschaulich und klar; sie bewegt sich stets in der dem Ingenieur geläufigen Denkweise, jedoch erscheint es zweifelhaft, ob der Leserkreis, für den das Buch bestimmt ist, aus den kurz gefaßten Abschnitten über Variationsrechnung und lineare Integralrechnungen wird Nutzen ziehen können.

Erwünscht wäre bei einer dritten Auflage eine ausführliche Entwicklung der konformen Abbildung mit praktischen Beispielen und eine weitergehende Berücksichtigung elektrotechnischer Aufgaben, die auf Differentialgleichungen führen. In den letzten Jahrgängen des Archivs für Elektrotechnik und der Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik findet sich eine große Anzahl von Anregungen zu Beispielen aus diesen für den Ingenieur wichtigen Gebieten.

Das Buch wird ergänzt durch ein Verzeichnis der behandelten Differentialgleichungen und vor allem durch sehr eingehende Literaturangaben. Es ist geeignet zum Selbststudium und wird an den Technischen Hochschulen auch bei den Übungen über Differentialgleichungen gute Dienste leisten.

K. Pohlhausen.

Rothe, Rudolf, **Höhere Mathematik für Mathematiker, Physiker und Ingenieure.** Teil I: Differentialgleichung und Grundformeln der Integralrechnung nebst Anwendungen (Bd. 21 von „Teubners technische Leitfäden".) VII, 185 S. 155 Abb. i. T. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin. 1925.

Der Name des Verfassers bürgt schon dafür, daß die Darlegungen und Entwicklungen in mathematischer Beziehung vollkommen korrekt und streng sind; diese Erwartung wird auch durchaus bestätigt. Immerhin ist das Werk infolgedessen nicht immer ganz leicht zu lesen und erfordert vielfach ein eingehendes Versenken in den Gedankengang des Verfassers. Besonders wertvoll sind die vielfachen Beispiele aus den verschiedensten Gebieten der Mathematik, Physik, Astronomie, Technik usw., für die



auch die Lösungen angegeben sind. Ein ausführliches Register erleichtert den Gebrauch des Buches auch als Nachschlagewerk, so daß dasselbe gewiß für weite Kreise sowohl zum Studium wie zur praktischen Anwendung der dargelegten Disziplinen eine wertvolle Beihilfe sein wird.

W. Jaeger.

Haynes, F. H., **The home constructors easy to built wireless sets.** 61 S. „The wireless World". Iliffe & Sons, Limeted, London. 1925.

Das Heft will den Leser in den Stand setzen, sich selber ein brauchbares und billiges Rundfunk-Empfangsgerät zusammenzubauen. Die Selbstanfertigung der Einzelteile wird nur so weit gezeigt, wie sie mit einfachen Mitteln durchzuführen ist. Großer Wert wird auf einen hochfrequenztechnisch richtigen und dabei doch für das Auge gefälligen Aufbau gelegt. Sehr gute Photographien zeigen die nach diesen Angaben angefertigten Geräte des Verfassers. Vom gewöhnlichen Detektorapparat anfangend, wird die Herstellung eines Ein-, Drei- und Vier-Röhrengerätes in üblicher Hochfrequenz-, Audion- und Niederfrequenzschaltung beschrieben. Die Darstellung ist kurz und erschöpfend, die in reicher Zahl beigegebenen Skizzen, Schaltpläne und Photographien geben dem Heft ein so lebendiges, anschauliches Gepräge, daß es in seiner Art und Weise als vorbildlich angesprochen werden kann. E. Lübcke.

Warburg, E., **Über Wärmeleitung und andere ausgleichende Vorgänge.** X, 106 S. 18 Abb. Julius Springer, Berlin. 1924. Geh. Rm. 5,70.

Wenn ein Physiker wie Warburg, der noch heute wie ein Junger mitten in erfolgreicher Forschertätigkeit steht, die Zeit findet, über ein so wenig „aktuelles" Thema wie die Theorie der Wärmeleitung ein kleines Lehrbuch zu verfassen, so müssen es besonders innige Bande sein, die ihn mit diesem Gebiet der theoretischen Physik verknüpfen. Wir dürfen annehmen, daß es von jeher eines seiner Lieblingsgebiete gewesen ist, und daß er das Bedürfnis gefühlt hat, an dem Interessanten, das es bietet, und von dem er so manches selbst geschaffen hat, auch andere teilnehmen zu lassen. Und man ist erstaunt, wie reizvoll man diese Dinge darstellen kann! Der sprachliche Ausdruck ist von der Klarheit und ruhigen schlichten Sachlichkeit, die wir an des Verfassers Lehrbuch der Experimentalphysik bewundern. Ein ganz besonderer Reiz des Büchleins liegt in der eigenwüchsigen Auswahl der Beispiele, die aus allen Gebieten der Physik, ganz besonders aus dem Gebiet der Meßtechnik, stammen. Deshalb ist das Buch gerade auch dem jungen technischen Physiker wärmsten zu empfehlen; es ist eine ausgezeichnete Vorschule für die schwierigeren technisch-physikalischen Probleme. Möge es als solche von recht vielen benutzt werden!

J. Wallot.

Rückle, G. und Lubberger, F., **Der Fernsprechverkehr als Massenerscheinung mit starken Schwankungen.** 150 S. 19 Abb. i. T. u. auf 1 Tf. Julius Springer, Berlin. 1924. Geh. Rm. 11,—, geb. Rm. 12,—.

Die Verfasser haben sich das Ziel gesetzt, die verwickelten Massenerscheinungen des Fernsprechverkehrs mit Hilfe statistischer Methoden auf einfache mathematische Formeln zu bringen, wobei der Nachweis der Berechtigung für die angewandten Methoden durch Vergleich mit der Erfahrung erbracht wird. In den Abschnitten I—VI wird eine kritische Darstellung der gegenwärtig benutzten Verlusttheorien gegeben, die sich im Wesentlichen auf das Poissonsche Verteilungsgesetz stützen. Dann wird in VII eine Darstellung der spezifischen Leistung einer Verbindungsleitung durch eine überraschend einfache logarithmische Beziehung abgeleitet. Einen wertvollen Fortschritt der Theorie bringt der Abschnitt IX, in dem eine vollständige und praktisch durchführbare Methode zur Berechnung der Staffelschaltungen gegeben wird. Ausgehend von den theoretisch errechneten Belastungs- und Zuschlagskurven wird die Leistung und der Verlust einer beliebigen Staffel berechnet, so daß man nunmehr auf rein rechnerischem Wege die günstigsten Staffeln ermitteln kann. Die Zuschlagskurven sind von Rückle auf Grund einer neuen Theorie der Teilung und Vereinigung von Verkehrsmengen aufgestellt und stimmen mit den bekannten Langerschen Zuschlagskurven gut überein. Die Messungen zeigen bereits eine befriedigende Übereinstimmung der Staffeltheorie mit der Erfahrung, die zweifellos mit fortschreitender Verfeinerung der Theorie noch verbessert wird.

Da die hier behandelten statistischen Probleme über den Rahmen der Fernsprechtechnik hinaus von allgemeiner Bedeutung sind, wäre dem flüssig und leicht faßlich geschriebenen Buche eine weite Verbreitung zu wünschen.

M. Mathias.

Kalender für das Gas- und Wasserfach. Begründet von G. F. Schaar. Hsg. v. d. Geschäftsführung des Deutschen Vereins von Gas- und Wasserfachmännern E. V. Unter Mitwirkung von G. Thiem. R. Oldenbourg, München und Berlin. 1925. I. Teil, 48. Jahrgang, 288 S. mit Kalendarium, geb. Rm. 4,50. II. Teil, 46. Jahrgang, 572 S. 184 Abb., geb. Rm. 2,50.

Der Inhalt des ersten Teiles setzt sich wie folgt zusammen:

A. Brennkalender, B. Gesetze und Verordnungen, C. Verbände und deren Organisationen, D. Verzeichnis der Steinkohlen-, Wasser-, Öl- und Luftgaswerke, Wasserwerke und Elektrizitätswerke, ihre leitenden kaufmännischen und technischen Beamten.

Der zweite, technisch wissenschaftliche, Teil hat eine Neubearbeitung erfahren. Entsprechend dem Fortschritt der Technik sind die darin enthaltenen Angaben in kurzer Zeit natürlich wieder ergänzungsbedürftig. So vermisse ich — als Beispiel unter vielen — in dem Kapitel VIII Verbrennungskraftmaschinen den heute stark beachteten Glühkopfmotor, ferner einen Hinweis auf Kompressor-Diesel und kompressorlosen Diesel. Ich würde es begrüßen, wenn ein Literaturverzeichnis, das die hauptsächlichsten Werke enthält, jedem Kapitel angefügt würde, wo eine gewisse Ergänzung der durch den beschränkten Raum bedingten kurzen Angaben gewonnen würde. Von besonderem Interesse dürften heute die beiden Abschnitte betr. Wasserverluste und Wasseruntersuchung sein. Im ganzen ist dem Werk weite Verbreitung zu wünschen. M. Schaack.

Haas, A., **Einführung in die theoretische Physik.** II. Bd. 3. u. 4. A. VIII, 379 S. 72 Abb. i. T. u. auf 2 Tf. W. de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig. 1924. Geh. Rm. 8,50, geb. Rm. 10,—.

Von der bekannten Einführung von A. Haas liegt der 2. Band in umgearbeiteter und vermehrter Auflage vor. Er umfaßt die Atom- und Spektraltheorie (die vor einiger Zeit erschienene „Atomtheorie" des Verf. ist mit geringen Änderungen in diese Einführung übernommen), Statistik und Wärmetheorie, Relativitäts- und Gravitationstheorie. Die Darstellung entspricht dem modernen Standpunkt, ist klar und gut lesbar. Daß die vorhandenen Schwierigkeiten nicht mit besonderer Vorliebe hervorgehoben, sondern eher etwas beiseite geschoben werden, entspricht bis zu einem gewissen Grade dem Bedürfnis des Lernenden. Recht instruktiv ist die Darstellung der Statistik, in der allerdings die Beziehung zwischen Phasenvolum und Wahrscheinlichkeit meiner Meinung nach etwas zu kurz kommt. Die als allgemeine Eigenschaft quantenhaft schwingender Systeme bezeichnete Beziehung zwischen Druck und Energiedichte dürfte wohl, unabhängig von Quanteneffekten, jedem im Zeitmittel isotropen rein elektromagnetischen Gleichgewichtssystem zukommen.

Ein größerer Teil der jetzigen Generation wird sich vielleicht noch nicht einverstanden zeigen mit dem vom Autor vorgenommenen Aufbau der Thermodynamik auf den doch immerhin nicht ganz einfachen Überlegungen der Statistik. Daß hierbei die Wärmemenge nur auf Grund des Energiesatzes eingeführt wird, anstatt durch direkte Ver-

suchsvorschriften, ist übrigens eine auch andernorts vorkommende Inkonvenienz. — Relativitäts- und Gravitationstheorie sind im Anschluß an die klassischen Arbeiten dieses Gebietes knapp und klar, wenn auch etwas formal, behandelt.

Im ganzen ein Buch, das die Popularität, deren es sich bereits erfreut, auch in dieser erweiterten Fassung rechtfertigt. W. Schottky.

Ott, L. A., **Wassermessungen bei Wasserkraftanlagen.** (S.-A. a. „Wasserkraft-Jb." 1924, S. 253—282, mit 15 Abb. i. T.) Richard Pflaum A.-G., München. 1924.

Während auf dem Prüfstande einer Versuchsanlage der Wirkungsgrad einer Wasserkraftmaschine ohne Schwierigkeiten ermittelt werden kann, da dort geeignete Vorrichtungen zur hinreichend genauen Bestimmung der strömenden Wassermenge vorhanden sind, wird bei der Abnahmeprüfung einer größeren Wasserkraftanlage die Ermittlung der Wassermenge schwieriger sein, sofern nicht von vornherein entsprechende Vorkehrungen dafür getroffen sind. Die Weltkraftkonferenz in London (im Juli 1924), hat sich mit dieser Frage befaßt und in Normen die Wassermeßmethoden behandelt: Schwimmermessung mit einer Salzlösung, welche die elektrische Leitfähigkeit des Wassers beeinflußt, sowie das ähnliche chemische Verfahren; der Venturiwassermesser, der nach dem Bernoullitheorem den hydraulischen Druck durch Erhöhung der Durchflußgeschwindigkeit in einer Einschnürungsstelle mit konischen Übergängen um ein Maß Δp vermindert, woraus die Wassermenge $Q = \text{Const.} \sqrt{\Delta p}$ bestimmbar ist; dieser Apparat arbeitet zuverlässig, bedingt aber etwas Druckverlust, wenn auch nicht in dem Maße wie die einfachere Drosseloder Stauscheibe; Stauröhren sind ebenfalls brauchbar, ihre Anwendung ist etwas zeitraubend; das Gibsonverfahren, das von der bekannten Allievitheorie der dynamischen Druckschwankungen (Schwingung) in Rohrleitungen bei Änderungen der durchfließenden Wassermenge den Ausgang nimmt, ist noch in der Entwicklung begriffen. — In offenen Gerinnen kommen außer den vorgenannten Verfahren noch in Frage: Meßwehre in verschiedensten Arten; der hydrometrische Flügel (der übrigens neuerdings in den Rohrleitungen erfolgreich benutzt wird); die Stabschwimmermessung; der Meßschirm von Andersson ergibt sehr zuverlässige Meßwerte, setzt aber eine besondere bauliche Anlage dafür voraus.

Der Buchverfasser erörtert die Einzelheiten und Besonderheiten dieser Verfahren und ihre Auswertungen, die sich auch darauf erstrecken, aus den an wenigen Punkten (besonderer Lage) gemessenen örtlichen Wassergeschwindigkeiten mittelst empirischer Formeln näherungsweise die mittlere Geschwindigkeit $v_m = \frac{Q}{F}$ des Meßprofils zu berechnen. R. Winkel.

Trautwein, F., **Drahtlose Telephonie und Telegraphie**. VII, 250 S., 177 Abb. i. T. Akad. Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1925. Geh. Rm. 6,50, geb. Rm. 8,—.

Die Einführung des Rundfunks hat ein allgemeines Interesse an der Hochfrequenztechnik wachgerufen. Es ist deshalb kein Wunder, daß auf diesem Gebiete eine Anzahl von Büchern entstanden sind, die den Wünschen der Allgemeinheit Rechnung tragen und in mehr oder minder einfacher Art die Gesetze der Wellenausbreitung, der Sendeund Empfangstechnik behandeln. Das vorliegende Werk über drahtlose Telegraphie hat vor vielen dieser Literatur den Vorzug, daß es mehr auf die physikalisch-technischen Zusammenhänge, als auf die stückmäßigen Zusammenstellungen von Ausführungsformen der Technik Wert legt. Das Buch wendet sich an Funkliebhaber und hat deshalb für den Physiker weniger Interesse.

Im ersten Teil werden die Grundlagen der Funktechnik ausführlich besprochen, wobei die wichtigsten Gesetze der Wechselstromtechnik in einer sehr allgemein verständlichen Form beschrieben werden. Die Kapitel über Sende- und Empfangstechnik erhöhen ihren Wert durch Schaltungen, die vom Verfasser selbst gefunden und ausgearbeitet werden. Der praktische Teil der Selbstanfertigung von Geräten ist etwas kurz gehalten. Auch der letzte Abschnitt über kurze Wellen dürfte ausführlicher sein. Die praktischen Erfahrungen der jüngsten Zeit sollten mehr hervorgehoben werden.

Es wäre auch zum Vorteil des Buches, wenn der Kampf des Funkfreundes mit den atmosphärischen Störungen und die Ausschaltung fremder störender Sender durch selektiven Empfang mehr Berücksichtigung finden würde.

Ausstattung und Druck des Buches ist gut, und es kann jedem Neuling auf dem Gebiete der Funktechnik empfohlen werden, den Inhalt dieses Buches sich anzueignen. F. Walter.

Auerbach, F., **Das Zeisswerk und die Carl Zeiss-Stiftung in Jena.** Ihre wissenschaftliche, technische und soziale Entwicklung und Bedeutung. 5., umg. A. III, 258 S., 252 Abb. i. T., 1 Bildnis, 1 Tf. G. Fischer, Jena. 1925. Geh. Rm. 6,—, geb. Rm. 8,—.

Diese bekannte Schilderung der Schöpfung Abbes ist nach einem Jahrzehnt neu aufgelegt worden. Die durch den Ausgang des Weltkrieges bedingte Umstellung der Jenaer Werke erforderte eine weitgehende Umarbeitung der mit dem Bildnis von Abbe geschmückten Darstellung, wobei sich der Verfasser, wie schon früher, der Unterstützung der dortigen Abteilungsleiter erfreute.

Diese vom rein propagandamäßigen entfernte Schrift wird nicht nur die in der optischen Industrie tätigen Fachgenossen interessieren; sie kann bei der weltbekannten Eigenart und Bedeutung der Zeisswerke jedem technischen Physiker Anregung und Belehrung zuteil werden lassen.

Der wissenschaftlich-technische Teil umfaßt vier Fünftel des Buches und bringt eine Übersicht der einzelnen Abteilungen nebst ihren Erzeugnissen und einem Rundgang durch die Werkstätten. Das letzte Fünftel des Buches enthält den wirtschaftlich-sozialen Teil. Die Ausstattung ist gut, der Preis wohlfeil zu nennen. R. Swinne.

Lertes, P., **Die drahtlose Telegraphie und Telephonie.** (Wissenschaftliche Forschungsberichte Bd. IV.) 1. A. XI, 152 S., 45 Abb. i. T. Theodor Steinkopff, Dresden u. Leipzig. 1922.

Der vorliegende Band gibt einen Überblick über die Forschungsergebnisse auf dem Gebiet der drahtlosen Telegraphie und Telephonie, soweit sie in Veröffentlichungen in den Jahren 1914—1920 niedergelegt sind. Es ist vielfach mit Schwierigkeiten verbunden, die Originalliteratur gerade der Kriegsjahre einzusehen. Um so mehr ist es mit Freude zu begrüßen, daß sich der Verfasser der Mühe unterzogen hat, das Wesentliche der Veröffentlichungen, die in diesen Zeitraum fallen, herauszuziehen und in zusammenhängender Darstellung niederzulegen, das um so mehr, als die drahtlose Telegraphie und Telephonie in den Kriegsjahren einen Aufschwung genommen hat, wie kaum ein anderes Gebiet. Der Hauptteil des Werkes ist der drahtlosen Telegraphie gewidmet und besteht aus folgenden Abschnitten:

1. Physikalische und elektrotechnische Grundlagen, 2. Sender, 3. Empfänger, 4. Antennen, 5. Gerichtete drahtlose Telegraphie, 6. Ausbreitung elektrischer Wellen und Reichweite der drahtlosen Stationen, 7. Anwendungsgebiete der drahtlosen Telegraphie. Am Schluß jedes Abschnittes uzw. Unterabschnittes befindet sich eine ausführliche Literaturübersicht, die jedem Leser sehr willkommen sein wird. (Es dürfte kaum eine wesentliche Arbeit übersehen sein.) Daß hierbei auch die Röhren und die auf ihnen beruhenden Apparate eingehend berücksichtigt sind, bedarf wohl kaum noch der Erwähnung. In einem kürzeren Abschnitt (von 10 Seiten) werden am Schluß Sender und Empfänger der drahtlosen Telephonie behandelt. Wer sich schnell über die Literatur und der Ergebnisse irgendeines Zweiges

der drahtlosen Telegraphie und Telephonie in den Jahren 1914 bis 1920 unterrichten will, wird den vorliegenden Band gern zur Hand nehmen. A. Gehrts.

Müller, K. E., **Der Quecksilberdampf-Gleichrichter.** 1. Bd. Theoretische Grundlagen. IX, 217 S., 49 Abb. i. T. u. 4 Zahlentf. Julius Springer, Berlin. 1925. Geb. Rm. 15,—.

Von dem groß angelegten Werke liegt zurzeit der erste Teil über theoretische Grundlagen vor. Die Vorgänge im Gleichrichter selbst werden in der Einleitung kurz besprochen. Der Hauptinhalt des Buches bezieht sich auf die rein rechnerische Behandlung der Gleichrichterschaltungen.

Der erste Abschnitt bringt unter anderen Definitionen eine Klarlegung der magnetischen Verhältnisse an der mit Gleichstrom vorgesättigten Eisendrosselspule. Auf die vorgeschlagene rein rechnerische Behandlung der magnetischen Untersuchungen wird wohl selten ein Praktiker eingehen. Die Meßkunde bringt eine einfache Methode für die Bestimmung der Lichtbogenspannung, die allerdings nur bei vernachlässigbarer Streuung am Transformator verwendbar ist.

Der zweite Abschnitt beschreibt als Normalform den Gleichrichter mit symmetrischen sinusförmigen Wechselspannungen beliebiger Phasenzahl und mit Widerstand, Induktivität und Gegenspannung im Gleichstromkreis. Für diese Normalform werden die Strom- und Spannungsgleichungen allgemein gelöst.

Der dritte und vierte Abschnitt bringt die Reduktion verschiedener Schaltungen auf diese Normalform und die Anwendung der Rechnungen auf spezielle Schaltungen.

Die Streuung des Transformators wird hierbei ganz allgemein formuliert. Ihr Einfluß auf die Stromverteilung im Gleichrichter und am Transformator, der in vielen Fällen interessiert, wird durchwegs vernachlässigt. Die errechneten Resultate sind daher vielfach irreführend. Man sollte bei Untersuchungen, die eine derartig weitgehende Gültigkeit beanspruchen, unbedingt unterscheiden zwischen der normalen Spulenstreuung des Transformators, die bei Überschlagsrechnungen zu vernachlässigen sind und den speziell durch den Gleichrichterbetrieb verursachten zusätzlichen Streuungen, die berücksichtigt werden müssen. Dies gilt vor allem für die Stern-Stern-Schaltung sowie für die magnetisch unverketteten Transformatoren.

Die praktisch vielfach verwendeten Schaltungen mit Saugdrosselspulen, die allerdings aus dem Rahmen des beschriebenen Normal-Gleichrichters herausfallen, sind in dem etwa 200 Seiten starken Buche mit keinem Wort erwähnt. Die sechsphasigen Schaltungen kommen überhaupt schlecht weg; z. B. sind in Tabelle IIIc die Faktoren, welche die Typengröße des Transformators bestimmen, fast alle fehlerhaft. Der Verfasser vermeidet prinzipiell jede anschauliche Darstellung durch Abbildungen, die für das unmittelbare Verständnis der Untersuchungen, speziell des letzten Abschnittes, unbedingt erforderlich sind. Hierdurch wird der praktische Wert des Buches, welches manche wertvolle Anregung bringt, einigermaßen herabgedrückt. Zahlreiche, oft sinnstörende Druckfehler in Text und Rechnungen erschweren das Studium des Buches nicht unerheblich.

Ein zweiter Teil über Konstruktion und Betrieb von Gleichrichtern ist in Vorbereitung. H. Jungmichl.

Eucken, A., **Fortschritte der Chemie, Physik und physikalischen Chemie.** Borntraeger, Berlin. Bd. 18, Heft 1: G. Hüttig: Über Gitterbestandteile, die im Kristallgitter vagabundieren. 32 S., 1 Tf., 1924, geb. Rm. 2.80. Heft 6: K. T. Compton u. F. W. Mohler, Ionisierungs- und Anregungsspannungen, übers. von R. Suhrmann. 148 S., 16 Abb. i. T. 1925, geb. 13,50.

Diese „Fortschritte" brachten früher zusammenfassende Referate über einzelne Teilgebiete der Chemie und Physik. Von diesem Jahre an erscheinen sie aber in einzeln käuflichen Heften, welche keineswegs einfache Sammelreferate enthalten, sondern den Charakter von Originalarbeiten aufweisen sollen.

In dem Zeitalter der weitgehenden Spezialisierung ist so ein Schritt zu begrüßen, falls für eine sachgemäße Auswahl der Veröffentlichungen Sorge getragen wird. Der Herausgeber ist mit Recht stets für eine engere Fühlungnahme zwischen chemischer und physikalischer Forschung eingetreten. Die vorliegenden zwei Hefte entsprechen vollauf ihrer Bestimmung. Besonders wertvoll ist für den Röhrenphysiker und den Atomdynamiker das Heft 6. Compton behandelt hier die experimentellen Methoden zur Bestimmung kritischer Potentiale, Mohler gibt eine Systematik derselben und bringt ihre theoretische Deutung im Sinne des Bohrschen Atommodells. Sehr bedauerlich ist aber das Fehlen, sowohl eines Inhalts- als auch eines Schlagwörterverzeichnisses. R. Swinne.

Fischer, P., **Die drahtlose Telegraphie und Telephonie.** Bd. 822 der Samml. Aus Natur und Geisteswelt. 106 S., 48 Abb. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin. 1925. Geb. Rm. 1,80.

Entsprechend den Zielen der Sammlung, in der das vorliegende Bändchen erschienen ist, wendet sich Verf. an den gebildeten Laien. Diesem wird in übersichtlicher, wenn auch des Raumes wegen sehr skizzenhafter Form ein Bild von der Entwicklung und Bedeutung der drahtlosen Telegraphie und Telephonie vermittelt. Die Darstellung ist fast durchweg recht anschaulich, doch kann wegen des elementaren Charakters des ganzen auf Einzelheiten nicht näher eingegangen werden. R. Jaeger.

Ilberg, W., **Drahtlose Telegraphie und Telephonie in ihren physikalischen Grundlagen.** Bd. 62 der Mathemat.-Physikal. Bibliothek. 41 S., 25 Abb. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin. 1925. Kart. Rm. 1,—.

Von dieser Schrift gilt das gleiche wie von der vorhergehend genannten. Verf. beschränkt sich auf eine allgemeinere Behandlung des Themas und läßt die Beschreibung technischer Einzelheiten ganz in den Hintergrund treten. Die Abb. 12 müßte in Zukunft durch eine richtigere ersetzt werden. Die Abkürzungen für Ampere, Volt und Ohm sind nicht die normalen. R. Jaeger.

Technisch-Wissenschaftliche Rundschau.

Ausstellung für Optik und Feinmechanik

am Technischen Versuchsamt Wien, September bis November 1926.

Das staatliche Technische Versuchsamt veranstaltet in seinen Räumen Wien IX, Michelbeuerngasse 6/8 eine Ausstellung von Instrumenten und Apparaten für Optik und Feinmechanik. Die Ausstellung bezweckt, in erster Linie ein Bild der österreichischen Erzeugnisse auf dem Gebiete der Optik und Feinmechanik zu geben; soweit Platz verfügbar ist, sollen auch Firmen des Auslandes Berücksichtigung finden. Die Ausstellung wird sich auf die folgenden Apparate erstrecken: Physikalisch-optische Apparate — Astronomische und geodätische Instrumente — Optisch-medizinische Apparate — Photographische und metallographische Apparate — Kinoapparate — Meßinstrumente für Längen- und Flächenmessung, Wagen, Uhren, Thermometer, Druck- und Geschwindigkeitsmesser — Zeicheninstrumente und Rechenmaschinen.

Die Eröffnung findet am 1. September 1926 statt. Sie wird 3 Monate dauern und an Werktagen von 10—2 Uhr, an Sonn- und Feiertagen von 10—1 Uhr geöffnet sein. Eintrittsgeld: 50 H.

Firmen, die sich an der Ausstellung beteiligen wollen, erhalten nähere Auskunft durch das Technische Versuchsamt, Wien IX, Michelbeuerngasse 6. Der Anmeldetermin schließt am 15. Juli l. J. Eine Platzmiete wird nicht berechnet.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Am 31. März 1926 verschied nach langem, schwerem Leiden unser langjähriges Mitglied,

Dr. phil. **Hans Riegger,**

wissenschaftlicher Mitarbeiter am physikalisch-chemischen Laboratorium des Siemenskonzerns. Seine Kollegen und Freunde trauern um einen guten, treuen Menschen, die Wissenschaft beklagt den Verlust eines kenntnis- und ideenreichen Kopfes. In unserer Erinnerung lebt er für immer durch seine Taten und seinen Geist fort.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.
G. Gehlhoff,
1. Vorsitzender.

Eine große Zahl unserer Mitglieder hat den Beitrag für 1926 noch nicht eingesandt. Wir bitten sie daher nochmals zwecks Kostenersparnis um unverzügliche Einsendung des Mitgliedsbeitrages auf unser Postscheckkonto Nr. 28765 Berlin NW.

Die bis zum 15. Juni 1926 nicht eingegangenen Beiträge werden satzungsgemäß durch Postauftrag eingezogen.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin W. 9, Linkstraße 33/34, 2 Treppen rechts. Telephon Lützow 2210. Die Bürostunden sind: Montag bis Freitag von 9—4 Uhr, Sonnabends von 9—1 Uhr.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Prof. Dr. Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:
Herr Dipl.-Ing. Wilhelm Flügge, Assistent an der Technischen Hochschule Dresden, Dresden-A., Jahnstraße 8.

Seitens des Herrn Dr. Friedrich Roesener, Hannover:
Herr stud. phys. Rudolf Kläui, Hannover-Wülfel, Hildesheimerchaussee 145.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Dr. H. Borchardt, Mannheim, Richard Wagnerstraße 11, jetzt Schwarzwaldstraße 23.
Herr Prof. Dr. Hans Busch, Jena, Sophienstraße 1, jetzt Kaiserin Augustastraße 13.
Herr Dr. Ed. Caspari, Heidelberg, Bergstraße 3, jetzt Bergstraße 70.
Herr Dipl.-Ing. Jacob Ehrlich, Hotel Lexington 2970 West Grand Boulevard, Detroit, Mich. (U. S. A.), jetzt 650 West Bethune, Detroit, Mich. (U. S. A.).
Herr Dr. Josef Hahn, Ludwigshafen a. Rh., Oggersheimerstraße 10 I, jetzt Mannheim, Wespinstraße 4 II.
Herr Dr. phil. Hänert, Kiel, Esmarchstraße 55, jetzt Flensburg, Ulmenstraße 15.
Herr Dr. phil. Hans Hauschild, per Adr. Stuhlfabrik O. Morgenstern, Dittersbach, Post Neuhausen, Bez. Dresden, jetzt Leutzsch bei Leipzig, Oststr. 31 II l.
Herr Prof. Dr. F. Kerschbaum, Frankfurt a. M., Königstraße 72, jetzt Hans Thomastraße 10.
Herr Dr. Josef Krönert, Ludwigshafen a. Rh., Hohenzollernstraße 78, jetzt Luckenwalde, Brandenburgerstraße 21.
Herr Prof. Dr. Gustav Leithäuser, Berlin-Steglitz, Heinrich Seidelstraße 1, jetzt Berlin-Südende, Steglitzerstraße 20a.
Herr Dr. Br. Lenk, Berlin W. 15, Uhlandstr. 144, jetzt Charlottenburg 1, Kamminerstraße 28 I.
Herr Fritz Lux, Mannheim, Kaiserring 36, jetzt Hösbach, Bahnhof Unterfranken.
Herr Ludwig Machts, Marburg a. d. L., Am Plan 1—2, jetzt Marburg a. d. L., Weidenhausen 92.
Herr Studienrat Karl Nölle, Hamburg, Gryphiusstraße 11, jetzt Lockstedt bei Hamburg, Lindenallee 3.
Herr Martin Paul, Berlin W., Kurfürstenstraße 86 II, jetzt Berlin SW. 61, Großbeerenstraße 23 part.
Herr Prof. Dr. M. Reich, Göttingen, Prinz Albrechtstraße 18, jetzt Hainholzweg 58.
Herr Dipl.-Ing. Konrad Sanden, Berlin, Ritterstraße 8 II, jetzt Steglitz, Karl Stielerstraße 16.

Verstorben.

Herr Dr. Hans Riegger, Berlin-Pankow, Breitestraße 19.

Berichtigung.

Statt Chemische Fabrik Griesheim-Elektron Werk III, Bitterfeld, heißt die Firma J. G. Farbenindustrie Aktiengesellschaft Bitterfeld.
Statt Herr Obering. Joh. Fritsching, Berlin-Siemensstadt, Rohrdamm 53, muß es heißen Fritzsching.
Statt Porzellanfabrik Hermsdorf S.-A., muß es heißen Hermsdorf-Schomburg-Isolatoren G. m. b. H. Hermsdorf (Thüringen).
Statt Herr Ernst Schwarz, Mannheim, Heinrich Lanzstraße 26, muß es heißen Schwartz.
Statt Herr stud. math. Wilhelm Zimmermann, Heidelberg, Uferstraße 8a, muß es heißen Dr. G. Wilhelm Zimmermann.

Der 1. Vorsitzende: Prof. Dr. G. Gehlhoff.

Redaktionsschluß am 27. April 1926. Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

Mit Genehmigung von Franz Hanfstaengl München

Jos. Fraunhofer
Opt.



Fraunhofer-Gedenkschrift
Zeitschrift für technische Physik

1926 Siebenter Jahrgang Nr. 6

INHALT:

Joseph Fraunhofer.

Geboren 6. März 1787, gestorben 7. Juni 1826.

„Approximavit sidera".

Als ein aus kleinen Verhältnissen stammender, durch Schicksal, Fleiß und technischwissenschaftlichen Schaffensdrang emporgetragener Autodidakt gelangte der Glasschleiferlehrling Fraunhofer im Alter von 19 Jahren als zweiter Optiker in das 1804 gegründete mathematisch-mechanische Institut von Reichenbach, Utzschneider und Liebherr. „Das ist der Mann, den wir suchen; der wird leisten, was uns noch fehlt!" waren die Begrüßungsworte von Reichenbach. Die Kontinentalsperre hatte einen Mangel an Gläsern für die im Institut hergestellten Instrumente verursacht und zu der Gründung einer optischen Glashütte — der ersten deutschen — in Benediktbeuern (unweit des Kochelsees) im Jahre 1805 unter Heranziehung des Welschschweizers P. L. Guinand, auch eines Autodidakten, geführt.

Die Erfolge von Fraunhofer im Schleifen und Berechnen der Gläser ließen ihn — unter Ausdehnung des Arbeitsgebietes des Instituts — schnell aufrücken. Der optische Teil des Instituts wurde nach Benediktbeuern verlegt und 1809 unter Einbeziehung der Glashütte in ein besonderes optisches Institut mit Utzschneider, Reichenbach und Fraunhofer als Gesellschafter verwandelt, wobei letzterem die optische Abteilung unterstellt wurde. Hier konnte Fraunhofer seine Fähigkeiten immer mehr entfalten und die verschiedensten Verbesserungen aller dort geübten Arbeitsverfahren durchführen, sowie stark verfeinerte und neu entworfene optische Instrumente herausbringen. Seine gesteigerten Anforderungen an die optischen und auch chemischen Eigenschaften der zu verwendenden Gläser führten ihn — nach Kenntnisnahme der langjährigen Erfahrungen von Guinand — zu eigenen Versuchen und namentlichen Verbesserungen. Zwar brachte das Jahr 1814 den Austritt von Reichenbach und das Ausscheiden von Guinand aus dem Institut; doch vermochte Fraunhofer die Leistungsfähigkeit der Werkstätte, welche 1817 wieder nach München verlegt wurde, weiter zu steigern. Die Achromasie und Lichtstärke seiner Fernrohre starker Vergrößerung fand in dem nach Dorpat gelangenden Refraktor ihre Krönung. Fraunhofers überragende Bedeutung wird durch nichts besser gekennzeichnet, als dadurch, daß seine Nachfolger und deren Erben keine wesentlichen Änderungen seiner Entwürfe und Verfahren vorzunehmen wagten.

Fraunhofer ist somit nicht nur der Begründer der deutschen feinoptischen Industrie und wissenschaftlichen Glasschmelzkunst, sondern er hat aus seinen technischen Aufgaben Anregung auch zu grundlegenden, rein wissenschaftlichen Arbeiten besonders auf dem Gebiet der Beugungserscheinungen und der Spektroskopie erhalten, welche ihm, trotz seiner unschulmäßigen Ausbildung, die verschiedensten, auch akademischen, Ehrungen zuteil werden ließen. In seinem ganzen Tun und Lassen erscheint er uns heute als Vorbild eines technischen Präzisions-Physikers.

R. Swinne.

Die optischen Flintglasschmelzen von Fraunhofer.

Von E. Voit †, herausgegeben von R. Swinne.[1])

Inhalt: Wiedergabe des hauptsächlichen Inhalts der im Nachlaß Utzschneiders enthaltenen, bisher unveröffentlichten Aufzeichnungen Fraunhofers und Utzschneiders über die von Fraunhofer in Benediktbeuren ausgeführten Flintglasschmelzen.

Von den ersten unter Fraunhofers Teilnahme durch Guinand ausgeführten Glasschmelzen, welche vom Jahre 1807 beginnen, liegen uns keine Angaben vor. Die erste[2]) eigenhändige Aufschreibung von Fraunhofer spricht über eine Crownglasschmelze, deren Mischung aus 73 Pfund grobem Sand, 57 Pfund Pottasche und 21 Pfund Kalk besteht. Das Glas hatte nur zwei Wellen und wenige Luftblasen, hauptsächlich drei am Boden des Hafens von nahe 1 Zoll Durchmesser. Von einer Flintglasschmelze ist nur die Michung: 132 Pfund Mennige, 112 Pfund Quarz, 36 Pfund Pottasche und 6 Pfund Salpeter mitgeteilt und beigefügt, daß in Zukunft der letzte Bestandteil wegelassen werden soll, um das Glas luftbeständig zu machen. Anschließend hieran ist für eine Crownglasschmelze, die am 6. August 1811 begonnen wurde, die Mischung: 80 Pfund groben Sand, 62,5 Pfund Pottasche und 23 Pfund Kalk gemacht worden; das Glas war sofort nach dem ersten Einlegen dunkelgelb, weshalb man es ausschöpfte. Nun versuchte Guinand den Hafen neuerdings anzufüllen, das Glas wurde jedoch wieder gelb; deshalb rührte Fraunhofer die wieder neu eingelegte Mischung solange auf, bis dieselbe geschmolzen war, wobei dann das Glas weiß blieb, und zwar während acht Stunden, erst nach zwei weiteren Stunden trat wieder eine merkliche gelbe Farbe auf. In einer zweiten Aufschreibung vom 16. April 1812[3]) berichtet Fraunhofer über die Bereitung des Flintglases Nr. 9. Bei dieser Schmelze wurde insoweit eine Änderung getroffen, daß nach dem ersten Einlegen der Mischung in den Hafen sechs Stunden, nach dem zweiten nur etwa drei Stunden gewartet wurde. Nachdem der Hafen gefüllt war, unterhielt man das Feuer im Ofen noch 14 Stunden, setzte dann zwei Stunden lang aus, wobei der Ofen oben vollständig, unten jedoch nur an einer Seite geschlossen war, und heizte endlich noch vier bis fünf Stunden, um mit der Rührarbeit beginnen zu können. Dieses Glas war frei von Blasen, hatte jedoch sehr viele Kometen, welche in der Folge dadurch vermieden werden sollten, daß man den Hafen mit Flint- oder Crownglas glasierte. Das Glas war überdies noch voll Wellen, was davon herrührt, daß es bei der Arbeit (d. h. beim Rühren) nicht warm genug war. Auch für ein Crownglas Nr. 9 ist die Mischung: 48 Pfund Pottasche, 61 Pfund Sand und 18 Pfund Kalk angegeben und bemerkt, daß nach dem ersten Einlegen der Mischung 6,5 Stunden gewartet wurde, sodann daß 25 Stunden bis zum Abkühlen und für das Abkühlen selbst drei Stunden verstrichen; das Anwärmen dauerte 5,5 Stunden, das darauffolgende Arbeiten wurde mit dem Zylinder während 3,5 Stunden stärker, während 0,5 Stunden langsamer ausgeführt. Der Hafen war bei dieser Schmelze glasiert und das erzeugte Glas sehr schön.

Genauere Aufschreibungen beginnen erst im Jahre 1813. Es sind dieselben von der Hand Utzschneiders nach den brieflichen Mitteilungen von Fraunhofer gemachte Aufzeichnungen, in welchen für alle Schmelzen die wichtigsten Vorkommnisse zusammgestellt sind; die erste aufgeführte Crownglasschmelze hat die Nr. 8 und ist am 25. November 1812, die erste Flintglasschmelze Nr. 11 am 13. Januar 1813 abgeführt. Die Numerierung dieser Schmelzen ist mit der Numerierung der früher aufgeführten Schmelzen nicht in Einklang zu bringen; es scheint, daß von einem bestimmten Zeitpunkt an nochmals mit Nr. 1 begonnen wurde. Über die vorausgehenden Nummern ist nur aufgezeichnet, daß Nr. 3, 6, 8 und 10 der Flintglasschmelzen zum Teil brauchbar waren und ebenso, daß die Crownglasschmelze Nr. 5 und 6 zwar sehr stark grün, aber doch zum größten Teil brauchar sich erwiesen.

Aus den genauen Aufzeichnungen sollen nur die wichtigeren Punkte herausgehoben werden, und

---

[1]) Dem verstorbenen Münchener Physiker, Professor E. Voit, war es gelungen, den Nachlaß von Utzschneider ausfindig zu machen. Dieser Nachlaß enthält viele Angaben über die Arbeiten des optischen Instituts und der Glashütte in Benediktbeuern, insbesondere über P. L. Guinand und über J. Fraunhofer. Voit hatte bereits auf Grund dieser Urkunden eine „Geschichte des optisch-astronomischen und des mathematisch-mechanischen Institutes, nach den von J. von Utzschneider hinterlassenen Schriftstücken zusammengestellt" als Handschrift hinterlassen. Von der mathematisch-physikalischen Sammlung des Bayerschen Staates ist dieser gesamte Nachlaß der Urkundensammlung des Deutschen Museums in München überwiesen worden. Der Herausgeber wurde von Herrn Professor A. Sommerfeld vor mehreren Jahren zur Bearbeitung dieses Nachlasses angeregt. Er hat in der Keramischen Rundschau am 22. Mai 1924 auf Grund dieses und weiteren Materials einen Aufsatz „Die Anfänge der optischen Glasschmelzkunst" veröffentlicht. Hier ist zum ersten Male der von Fraunhofer selbst kurz vor seinem Tode verfaßte Aufsatz „Das Schmelzen des Crownglases" an die Öffentlichkeit gebracht, auf welchen zur Ergänzung des vorliegenden besonders verwiesen sei. Der nachstehende Aufsatz ist ein fast wortgetreuer Auszug (mit Ausnahme der Tabellen) aus der viel umfassenderen Handschrift Voits. R. Swinne.

[2]) Fraunhofers Bemerkungen (Nr. 62). — Urkundennumerierung von E. Voit (Nachlaß Utzschneider, vgl. Anmerkung 1).

[3]) Fraunhofers Bemerkungen (Nr. 63).



beginnen wir mit den Bemerkungen[4]) über die Flintglasschmelzen in dem kleinen alten Ofen.

Bei der Flintglasschmelze Nr. 11, am 13. Januar 1813 begonnen, suchte man, um die bei dem früheren Crownglasschmelzen beständig auftretende gelbe Farbe des Glases zu vermeiden, der Flamme im Ofen eine solche Richtung zu gaben, daß der Rauch sich nicht in das Glas schlagen kann. Zu diesem Zwecke wurde auf die Öffnung des Deckels ein oben offener Konus gestellt, auf welchem mit vier Säulchen wieder ein kleiner Deckel kam.

Nachdem der Hafen mit Glas gefüllt war, wurde der Rühr-Zylinder in den Hafen gebracht und dieser alle zehn Minuten von oben nach unten in fünf bis sechs Zügen bewegt, so daß das Glas vom Boden wieder in die Höhe gelangte; dabei mußte vermieden werden, daß Zunder der Eisenstange in das Glas fallen konnte. Die Bewegung des Zylinders erfolgte während vier Stunden, dann aber nur alle halbe Stunden und endlich bis zum Erkalten alle Stunden. Die gelbe Färbung und die Luftblasen verloren sich allmählich. Nachdem man das Glas drei Stunden lang erkalten ließ, wurde der Ofen wieder angefeuert und acht Stunden lang warm gehalten; nun schritt man zur letzten Arbeit. Hierbei fiel, als man den Zwischenraum zwischen Eisen und Zylinder mit Sand ausfüllen wollte, solcher auf das weiße Glas und konnte nicht mehr vollständig entfernt werden. Es wurde die Arbeit $2^1/_4$ Stunden lang fortgesetzt, wobei sich der Zylinder $1^1/_2$″ (3,65 cm) weit vom Hafen bewegte, zuletzt wurde er noch $^1/_4$ Stunden in kleinen Kreisen bewegt.

Bei der Entnahme des Glases war die Farbe ziemlich schön, nur wenig gelb, hatte aber viele fadenähnliche zusammenstehende Wellen, wohl deshalb, weil das Glas bei der letzten Arbeit nicht warm genug war. Kometen waren nur wenige im Glas, die Schweife derselben waren 2—3″ (4,86 bis 7,30 cm) lang, sie rührten von der am Rande des Hafens sich absetzenden Glasmasse her. Luftblasen von mittlerer Größe befanden sich an der Oberfläche in bedeutender Zahl, weniger am Boden. Das Glas war zum Teil brauchbar.

Für das Flintglas Nr. 12, dessen Schmelze am 24. Februar 1813 begonnen wurde, suchte man die Pottasche möglichst frei von Kohlensäure zu machen, indem man dieselbe nach dem ersten Kalzinieren nochmals kalzinierte, dabei dieselbe warm im Ofen zerkleinerte und ehe sie vollkommen erkaltete, in mit Wasser bis $^3/_4$ gefüllte Glasflaschen bis zur Sättigung einbrachte. Die Flaschen wurden mit Blasen zugebunden und die klare Lösung, nachdem sich die Unreinigkeiten zu Boden gesetzt, in einen Kessel gefüllt und eingedeckt, sodann in diesem Zustand sofort der Glasmischung zugesetzt. Das Einlegen der Mischung erfolgte wie bei Nr. 11. Bei dem Entnehmen des Glases aus dem Hafen am 13. März zeigte sich die Farbe des Glases ungewöhnlich schön, nur am Boden war eine etwa 2″ (4,86 cm) dicke etwas gelbe Schicht, Luftblasen enthielt es nur wenige kleine und Kometen waren gar nicht vorhanden. Schlimm waren jedoch die Wellen des Glases und zwar eine Schichte von $2^1/_2$″ (6,08 cm) von der Oberfläche ab und eine zwetie Schichte von (2,43 cm) 1″ Dicke am Boden des Hafens. Um diesen Fehler zu vermeiden, soll in folgender Weise verfahren werden. Beim Einlegen der Mischung, was mit je zwei Schaufeln voll geschieht, wird, nachdem der Hafen halbvoll ist, der Zylinder in den Hafen getan und von dieser Zeit an das Glas öfters von oben gegen unten bewegt, jedoch nur dann, wenn die eingelegte Mischung etwas geschmolzen ist; besonders muß diese Bewegung fortgesetzt werden, nachdem der Hafen voll ist, und zwar bis etwa drei Stunden vor dem ersten Erkalten, wonach man es zwei Stunden unberührt läßt; während dieser Zeit werden sich auf der Oberfläche diejenigen Teile des Glases gesammelt haben, aus welchen sich während des ersten Erkaltens die weiße kristallähnliche Fläche bildet. Man schäumt daher jetzt das Glas ab und reinigt auch den Umkreis des Hafens, wonach man wieder anfängt das Glas bis zu dessen Erkalten sehr oft und fleißig von oben gegen unten mittelst des Zylinders zu bewegen; alsdann läßt man es anfänglich etwas schnell, und dann immer langsamer erkalten, erwärmt es langsam wieder und läßt es nochmals kurze Zeit erkalten; von nun verfährt man wie gewöhnlich.

Am 22. Juli 1813 begann die Schmelze des Flintglases Nr. 13, deren Mischung aus Glasabfällen bestand. Der Ofen war größtenteils neu gebaut; der Stern, in welchem früher der Hafen stand und welcher nach der letzten Arbeit zu lang warm hielt und dadurch verursachte, daß das Glas auf dem Boden des Hafens oft wellig wurde, war bei diesem Ofen oft weggelassen, dagegen wurden zwei Häfen ineinander gestellt und der Zwischenraum mit grob gestoßenem Quarz ausgefüllt. Um eine gleichmäßige Schmelze zu erhalten, rührte man sofort nach dem Einlegen des Glases, vor dem ersten Erkalten und beim Wiedererwärmen, indem man den Zylinder öfters von oben nach unten bewegte. Als man dieses Glas am 9. August aus dem Ofen nahm, war es etwas gelb, Luftblasen enthielt es wenig, etwas mehr Kometen, die wahrscheinlich in den zur Mischung benützten Glasstücken schon enthalten waren. Auch Wellen waren in dem Glase nur wenig.

Für das Flintglas Nr. 14 wurde am 21. Ok-

[4]) Bemerkungen während des Schmelzens im kleinen alten Ofen (Nr. 64).

tober 1813 die Mischung in den Ofen gebracht, dieser wurde von Anfang an sehr heiß erhalten, das Rühren mit dem Zylinder sowie das Abschäumen erfolgte mit Sorgfalt; beim Rühren wurde der Zylinder ebensoviel nach rechts als nach links bewegt. Bei der Entnahme dieses Glases aus dem Ofen, am 16. November, zeigten sich nur unbedeutende kleine Luftblasen, die Farbe war schön. Im Innern fand sich eine kleine Bleikugel, welche wohl von dem unglasierten Zylinder herrühren mochte, es wird derselbe deshalb von nun an mit Brei von gepulvertem Flintglas angestrichen. Das Glas enthielt einige langgezogene Wellen; demnach war es das erste Flintglas, von welchem der größte Teil brauchbar war.

Das Gemenge für Flintglas Nr. 15 wurde den 22. Dezember 1813 in den Ofen gebracht: die Behandlung der Schmelze war nur insofern von der der früheren unterschieden, daß auf den Deckel ein höherer und weiterer Konus gesetzt wurde, der oben mit einem großen hohlen auf drei Füßen ruhenden Schirm trug. Die großen Deckel der Glutlöcher schlossen bei der besten Arbeit nicht vollständig, so daß Kohle in das Glas gejagt wurde und kleine Blasen erzeugte, welche dasselbe verdarben.

Die Schmelze Nr. 16 am 20. Januar 1814 gab zu folgender Bemerkung Veranlassung: Seit $2^1/_2$ Jahren erfuhr die Behandlung des Flintglases beim Schmelzen viele Veränderungen; vor dieser Zeit war es mehr zufällig als gewiß brauchbares Flintglas zu erhalten, und man darf annehmen, daß im Durchschnitt zweimal so viel Schmelzen ganz mißlangen als nur leidlich brauchbar wurden; gut wurde eigentlich nur eine Schmelze unter so vielen, die während fünf Jahren geschehen, und man wußte bei dieser ebensowenig, warum sie gelang, als man die Ursachen kannte, warum so viele mißlangen. Das ganze Schmelzen war darauf gegründet, daß man, um die Wellen zu vertreiben, den Zylinder einige Zeit in dem Hafen bewegte und daß, um den Hafen gegen das Durchbohren zu schützen, der Hafen in einen, in dem Ofen aufgemauerten Raum gestellt und der Zwischenraum mit Sand gefüllt wurde. Durch die letztere Anordnung erfolgte eine unregelmäßige Erkaltung der Glasmasse und dadurch Wellen im Glase. Die Art der Bewegung des Zylinders konnte Kometen, Luftblasen und Wellen bilden.

Crownglas wurde vor dieser Zeit keines geschmolzen; es wurde dafür gemeines geblasenes Glas gebraucht. Die Behandlung, welche bei Flintglas Nr. 16 begonnen wurde, ist folgende: Am 20. Januar wurde der Hafen in den Ofen gebracht. Der Boden des äußeren Hafens etwa 1″ dick mit reinem grob gestoßenem Quarz bestreut, nun der innere kleinere Hafen in jenen gestellt, und der Zwischenraum mit dem gleichen Quarz ausgefüllt. Die Häfen wurden nun mittelst drei Eisen, die mit Schrauben zu verändern waren, an dem Seil des großen Triebes so aufgehängt, daß die inneren Seitenwände des kleinen Hafens vertikal waren. Auf die Keile, die sich im Ofen als Lager für den Hafen befinden, wurde $1^1/_2$″ dick nasse Erde gelegt, die noch leichten Druck annahm; die Häfen wurden aufgezogen und in dem Ofen auf die nasse Erde niedergelassen. Da sich die inneren Wände des kleinen Hafens, an dem Seil aufgehäugt, vertikal befanden, so mußte er auch vertikal in dem Ofen stehen, da er in dieser Lage in dem Ofen niedergelassen wurde, und die weichen Tonlager, die sich auf den Keilen befanden, noch Druck annahmen. Die inneren Wände des kleineren Hafens waren einer guten Glasur wegen vor dem Einsetzen mit gepulvertem Flintglas, welches mit Wasser angemacht war, angestrichen. Der Ofen wurde nun geschlossen und auf den größeren ein ähnlicher Aufsatz gestellt, wie bei Crownglas Nr. 9 beschrieben ist, nur daß er nicht so hoch war; aber der Konus war höher und weiter; oberhalb dieses Kreises befand sich ein hohler Feuerschirm. Der Zylinder wurde auf den Hafen gelegt, in welchem etwas seitwärts zwei Höhlungen geschnitten waren, so daß der Zylinder naß über den Hafen hinabrollen konnte. Der große und kleine Deckel wurde mit Kalk verstrichen und nur eins der Glutlöcher blieb offen, bei welchem den 21. wenig Feuer aus ungedörrtem groben Holz gemacht wurde; nachts wurde dieses Glutloch mit seinem Deckel zugelegt, und morgens jedes Mal wieder Feuer gemacht; es wurde bis zum 26. morgens bei dieser Öffnung täglich etwas mehr Feuer gemacht, an welchem Tage dann bei den Schürlöchern mit ungedörrtem Holz Feuer gemacht wurde. Nachts wurde mit gedörrtem Holz geschürt, so daß den 27. morgens der Ofen die gehörige Wärme hatte. An diesem Tage (den 27.) um 6 Uhr morgens wurde die Pottasche auf die bei Crownglas Nr. 9 angezeigte Art gesotten und sogleich zum Gemenge genommen. Schon tags vorher war der klein gestoßene Salpeter mit der Mennige gemengt worden, alsdann erst wurde der Quarz mit derselben gemengt und zuletzt die Pottasche, die bei dem in der Tabelle angezeigten Gewicht warm und noch so naß war, daß sie selbst im Ganzen nicht mehr flüssig war. Noch bevor der Ofen den hohen Grad von Wärme hatte, wurden etwas Flintglasscherben in den Hafen gelegt, damit derselbe sich noch mehr glasierte; dieses Glas wurde wieder weggenommen. Um $9^1/_2$ Uhr morgens wurde angefangen, das Gemenge in den Hafen zu legen. Es wurden jedesmal nur zwei Schaufeln voll eingelegt, damit der Hafen nicht zu sehr erkältet wurde und man in keiner Gefahr war, daß derselbe springt; es wurde jedesmal 8—10 Minuten bis zum Einlegen gewartet.

Um 4 Uhr abends war das Einlegen zu Ende und der Hafen ganz voll, so daß noch 40 Glas ausgeschöpft werden mußte. Alle 8—10 Minuten wurde von 11 Uhr mittags bis 9 Uhr abends mit dem Zylinder gerührt. Den 28. $9^1/_2$ Uhr morgens wurde das Glas abgeschäumt und dann bis 12 Uhr mittags gerührt, in welcher Stunde aufgehört wurde Feuer zu machen; die Öffnungen des Ofens waren dabei alle zugelegt. Um 1 Uhr mittags wurde der Aufsatz des Ofens abgenommen, dann das Glas sorgfältig abgeschäumt und um $1^3/_4$ Uhr mittags angefangen wieder Feuer zu machen, doch anfänglich nur wenig und dann immer mehr. Um $3^1/_2$ Uhr abends wurde wieder zu rühren angefangen und bis 3 Uhr abends fortgesetzt; es geschah alle Viertelstunden, anfänglich aber öfter; während dieser Zeit wurde mit buchenem Holz Feuer gemacht. Um $8^1/_2$ Uhr abends wurde zur letzten Arbeit vorgerichtet und um 10 Uhr zu arbeiten angefangen. Der Zylinder bewegte sich dabei $1^1/_2$ Zoll vom Hafen entfernt und wurde ebenso oft rückwärts oder vorwärts gedreht. Das Glas war leichtflüssig. Nach dem Vorrichten zur letzten Arbeit wurde das Glas nochmals sehr sorgfältig abgeschäumt. Um $1^1/_2$ Uhr früh den 29. wurde zu arbeiten aufgehört. Der Ofen blieb dann eine Stunde ganz offen, dann wurden die Öffnungen zugelegt und 5 Stunden später mit Kalk verstrichen, auch der innere Deckel noch mit Schutt verlegt, um das zu schnelle Erkalten des Ofens zu verhindern.

Die Farbe dieses Glases war beständig sehr schön weiß und hatte schon vor dem ersten Erkalten ungemein wenig Luftblasen und nach dem Wiedererwärmen waren sie ganz verschwunden. Die Mennige, die zu diesem Glase genommen wurde, ist von derselben Lieferung wie die zu Flintglas Nr. 15 gebrauchte und die Pottasche ist von Tannenholz.

Von der Flintglasschmelze Nr. 17 (vom 15. November 1814)[5]) waren 1827 noch einige ramollierte und nicht ramollierte Stücke in Benediktbeuren vorhanden, aus letzterem wurden zwei Prismen und Weiteres ramolliert und dann im Februar 1827 alles nach München geschickt. Die beiden Schmelzen Nr. 18 (21. Dezember 1814)[6]) und Nr. 19 (19. Januar 1815) sind wenig bemerkenswert. Nr. 18 scheint nach einer Bemerkung verunglückt und Nr. 19 war wegen Wellen wenig brauchbar, ein Teil davon ist 1827 in Benediktbeuren. Ähnlich ist es mit einigen folgenden Schmelzen: Nr. 20[7]) war beinahe so hart wie Crownglas und liegen davon noch einige ramollierte Stücke 1827 in Benediktbeuren. Von Nr. 21 liegen ebenfalls ramollierte Stücke in Benediktbeuren. Obwohl das Glas etwas stark gefärbt ist, wurde es für brauchbar erklärt, weshalb es 1827 nach München gesendet wird. Die Farbe von Nr. 22[8]) war gelblich, die Schmelze unbrauchbar, ebenso Nr. 23. Von Nr. 24[9]) sind 1827 noch gegen 70 Pfund vorhanden. Die Schmelze Nr. 25 scheint verunglückt zu sein, in gleicher Weise die Schmelzen Nr. 26[10]) und Nr. 27, Nr. 28[11]) und 29. Die Schmelze Nr. 30[12]) war stark gefärbt, aber meistens brauchbar. Nr. 31 ist zwar sehr schön weiß, auch von Blasen frei, aber die ganze Masse voll von Wellen, so daß man nur wenig davon brauchen konnte. Die Schmelzen Nr. 32[13]) und 33 waren in jeder Beziehung gelungen; die hierbei benutzte Mennige ist englische, durch Utzschneider aus Frankfurt bezogene, die Pottasche ist eine bei der Crownglasschmelze durch Kristallisation zurückbleibende. Nach nochmaligem Glühen und Wiederauflösen wurden die Neutralsalze durch abermaliges Kristallisieren abgeschieden. Obwohl bei Nr. 32 der innere und äußere Hafen einen Riß bekommen, ging das Schmelzen doch gut; der Ofen wurde bei beiden Schmelzen immer in mittlerer Wärme erhalten. Das Glas war ganz ohne Luftblasen, fast ganz weiß. Der Zylinder berührte den Hafen nie und wurde in exzentrischen Kreisen bewegt. Von Nr. 33 wurde der Refraktor, der nach Dorpat kam, gefertigt.

Nicht gelangen die beiden folgenden Schmelzen Nr. 34 und 35[14]), das erstere Glas war gelblich und unbrauchbar; das letztere war zwar weiß, hatte jedoch am Boden eine andere Dichte als an der Oberfläche und war ebenfalls unbrauchbar. Die Schmelze Nr. 36[15]) gab ein stark gelbes, aber doch meist brauchbares Glas mit sehr wenig Streifen und Wellen. Um die Luftblasen zum Verschwinden zu bringen, wurde mehrmals angewärmt; die Schmelze Nr. 37 lieferte ebenfalls gelbes Glas, das sich jedoch als unbrauchbar erwies. Die Farbe des Glases Nr. 38[16]) war schön, etwas gelblich, doch war es unbrauchbar. Nr. 39 war etwas gelb, die Luftblasen waren fast ganz verschwunden, auch zeigte es wenig Wellen, dennoch war es der Wellen und Blasen wegen nur für kleine Objektive brauchbar. Die Schmelze Nr. 40[17]) mußte vor dem Rühren unterbrochen werden, da ein Auslaufen des Glases aus dem Hafen bemerkt wurde. Das Glas war dem Anschein nach schön,

[5]) (Nr. 65).
[6]) (Nr. 66).
[7]) (Nr. 67).

[8]) (Nr. 68).
[9]) (Nr. 69).
[10]) (Nr. 70).
[11]) (Nr. 71).
[12]) (Nr. 72).
[13]) (Nr. 73).
[14]) (Nr. 74).
[15]) (Nr. 75).
[16]) (Nr. 76).
[17]) (Nr. 77).

wie wenn es mit dem Zylinder gerührt worden, schien durchaus gleichmäßig in allen Höhen und weiß; als jedoch Prismen daraus geschliffen wurden, fand man, daß es nicht homogen war; dieses Glas wie Nr. 41 wurde gestoßen und zur Schmelze Nr. 43 verwendet. Das Glas Nr. 42[18]) enthielt weniger Pottasche, um nachzuweisen, ob es strengflüssiger hierdurch würde. Es war dies nicht der Fall, es wurde nicht benützt. Nr. 43 war zwar etwas gelb, sonst aber sehr gut, das meiste brauchbar. Die Schmelze Nr. 44[19]) zeigte Striche und Fäden, wurde gestoßen und lag 1827 noch unberührt in Benediktbeuren. In gleicher Weise ist dies mit Nr. 45. Es hatte noch Luftblasen und war gelb. Nr. 46[20]) ist ganz grün und zeigte starke Fäden. Nr. 47 ist gelb und enthält noch viele Luftblasen, auch Nr. 48[21]) ist sehr gelb, ebenso weichflüssig wie Nr. 43. Von Nr. 49 kam einiges in die optischen Werkstätte nach München, war aber wegen vieler und starker Wellen unbrauchbar. Das Glas Nr. 50[22]) war nicht sehr weichflüssig, hatte Streifen und war deshalb unbrauchbar. Bei Nr. 51 war die Farbe wenig gelb, nicht leichtflüssig; die Proben hatten Fäden und somit unbrauchbar. Die Farbe von Nr. 52[23]) war etwas gelblich, das Glas unbrauchbar, in gleicher Weise Nr. 53. Das Glas Nr. 54[24]) war ganz steinig, wurde nochmals in hölzernem Mörser gestoßen und wieder zum Schmelzen bestimmt. Auch Nr. 55 war unbrauchbar. Zum Teil war Nr. 56[25]) brauchbar, wurde aber beim Ramollieren milchig, die Farbe war sehr schön. In Nr. 57 waren viele Wellen, die Farbe war weiß, beim Ramollieren wird das Glas milchig und unbrauchbar. Auch Nr. 58[26]) ist wegen vieler Wellen unbrauchbar, die vielleicht erst durch das Ramollieren kamen. Nr. 59 hat viele Wellen, die Farbe ist weiß, aber das Glas unbrauchbar. Von Nr. 60[27]) war der größte Teil brauchbar, die Farbe jedoch ziemlich gelb. Die Schmelze Nr. 61 wurde von Fraunhofer nicht mehr gemacht, sondern von Jungwirth auf Anordnung von Fraunhofer in den Tiegel gebracht, und ohne Arbeit von ihm geschmolzen, dann gepocht.

Als Ergänzung zu obigem sei auf die Tab. 1 und 2 verwiesen.[28])

Utzschneider zieht aus den Aufschreibungen Fraunhofers verschiedene Schlüsse: er stellt[29]) die verschiedenen Fehler des Flint- und Crownglases zusammen; nämlich die gelbe Farbe des Flintglases kam zum Vorschein durch längeres Schmelzen und langsames Erkalten. Eine Ursache ist die Form des Ofens, wodurch ein Hineinwerfen von Rauch in den Tiegel erfolgen kann, dann, wenn das in der Pottasche noch gebundene Gas sich nicht leicht bewegen kann.

Die mit Schweif versehenen Kometen bestehen aus einer Masse, wie sie sich an dem Rand des Hafens anlegt, welche undurchsichtig und weiß, 1—6″ dick ist; man darf den Rührzylinder nie dem Hafen nahe kommen lassen. Eine Kruste bildet sich aus einer ähnlichen Masse, man muß dieselbe nochmals abschäumen. Die Luftblasen, welche oft an der Oberfläche mehr als am Boden sind. Die gewöhnlich gebrauchte Pottasche ist sehr kohlensauer; die Kohlensäure macht das

18) (Nr. 78).
19) (Nr. 79).
20) (Nr. 80).
21) (Nr. 81).
22) (Nr. 82).
23) (Nr. 83).
24) (Nr. 84).
25) (Nr. 85).

26) (Nr. 86).
27) (Nr. 87).
28) Vgl. besonders eine Zusammenstellung von Fraunhofer (Nr. 103) für Tab. 1 und solche von Utzschneider (Nr. 105 und Nr. 106) für Tab. 2. — Es sei hervorgehoben, daß gepochtes Glas in Benediktbeuern mit „M" bezeichnet wurde. Wahrscheinlich geht auch das Crownglas Lit. „M" von Fraunhofer auf so eine Scherbenschmelze zurück. Aus dem Nachlaß ist sonst keine annehmbare Erklärung für dieses Kronglas zu entnehmen. R. S.
29) (Nr. 111).

Tabelle 1.

Übersicht über die ersten Flintglasschmelzen Fraunhofers.

Schmelznummer	Tag des Schmelzbeginns	Zusammensetzung des Gemenges in Pfunden: Quarz	Pottasche	Mennige	Salpeter	Zusammensetzung des kleinen Hafens Ton gebrannt : ungebrannt	Zusammensetzung des großen Hafens Ton gebrannt : ungebrannt	Schmelzdauer in Stunden: Anwärmen des Ofens	gesamte Gemenge-Einlage	Erkalten	Wiedererwärmen	letztes Rühren	von der letzten Einlage bis zum ersten Erkalten
11	13. 1. 1813	84	28	99	—	1 : 1	—	144	3	3	8	2,5	24
12	24. 2. 1813	63	21	74,25	—	1 : 1	—	144	2,5	3	13,5	4	24,5
13	22. 7. 1813	aus Glasscherben				4 : 5	5 : 4	216	2,5	2,5	9	3,5	24
14	21. 10. 1813	80,78	26,87	95,25	—	4 : 5	5 : 4	120	3	3	8	3,25	26
15	22. 12. 1813	84	28	99	—	4 : 5	5 : 4	110	2	2	11	3,25	29
16	20. 1. 1814	157,8	46	186	13	4 : 5	5 : 4	144	6,5	1,75	7,5	3,25	20



Tabelle 2.

Die Flintglasschmelzen Fraunhofers.

Schmelz-nummer	Schmelztag	Zusammensetzung des Gemenges in Pfunden									Fehler der Glases		
		Mennige	Quarz	Pottasche	Salpeter	Bleiweiß	Talkerde gebrannt	Alaunerde	alk. min. krist. mit krist. Wasser	gepochtes Glas	Wellen	Streifen	Blasen
17	15. 11. 1814	191,3	162,12	47,01	13,29	—	—	—	—	—	×	×	×
18	21. 12. 1814	181,9	154,32	47,61	9,25	—	—	—	—	—	×	—	×
19	19. 1. 1815	—	—	—	10,0 [1])	—	—	—	—	420,0	×	—	—
20	21. 2. 1815	93 0	79,0	24,0	—	—	—	—	—	—	—	×	—
21	17. 4. 1815	—	—	—	—	—	—	—	—	420,0	—	—	—
22	8. 6. 1815	100,0	84,75	28,06 1,25 [2])	—	—	—	—	—	—	×	×	×
23	27. 9. 1815	100,0	84,75	33,0 1,25 [2])	—	—	—	—	—	—	×	—	×
24	7. 11. 1815	100,0	84,75	42,0 1,25 [2])	—	—	—	—	—	—	—	×	×
25	14. 12. 1815	100,0	84,75	32,0 1,25 [2])	—	—	—	—	—	—	×	—	—
26	19. 1. 1816	100,0	84,75	33,0 1,0 [2])	—	—	—	—	—	—	—	×	—
27	6. 3. 1816	100,0	93,33	35,63	3.75	—	—	—	—	—	×	×	×
28	8. 4. 1816	—	—	—	—	—	—	—	—	...	×	×	×
29	14. 5. 1816	180,0	152.5	55,0	5,13	—	—	—	—	—	×	×	×
30	11. 7. 1816	—	—	—	—	—	—	—	—	...	—	—	—
31	18. 12. 1816	—	—	—	8,0	—	—	—	—	438,0	×	—	×
32	7. 5. 1817	237,4	201,1	58,43	—	—	—	—	—	—	—	—	—
33	18. 12. 1817	236,4	200,3	58,2	2,0	—	—	—	—	—	—	—	—
34	22. 1. 1818	216,0	183,0	53,20	2,0	—	—	—	—	—	×	×	×
35	5. 10. 1818	210,0	177,9	51,6	—	—	—	—	—	—	×	×	—
36	5. 10. 1818	—	—	—	—	—	—	—	—	450,0 [3])	—	—	—
37	10. 3. 1819	—	—	—	8,0	—	—	—	—	450,0	—	×	×
38	13. 5. 1819	205,6	185	53,75	—	17,4	—	—	—	—	×	×	×
39	5. 12. 1819	—	—	—	—	—	—	—	—	450,0 [4])	×	—	×
40	14. 2. 1820	200,0	169,5	49,5	2,0	—	2,0	—	—	—	—	—	—
41	19. 5. 1820	213,7	181.1	52,5	2,0	—	1,75	—	—	—	—	—	—
42	2. 1. 1821	210,0	179.9	39,0	3,5	—	—	—	—	—	×	×	×
43	19. 2. 1821	—	—	14,0	—	—	—	—	—	450,0 [5])	—	—	—
44	27. 5. 1821	220,0	186,4	66,0	2,0	—	—	—	—	—	—	—	×
45	9. 12. 1821	220,0	186,0	54,0	7.5	—	—	9,0	—	—	—	×	×
46	10. 2. 1822	220,0	186,4	54,0	—	—	—	—	—	—	×	×	×
47	9. 4. 1822	220,0	186,5	72,0	—	—	—	9,0	—	—	×	×	×
48	13. 5. 1822	—	—	25,0	—	—	—	—	—	450,0 [6])	—	—	—
49	4. 11. 1822	257,0	217,5	56,0	—	—	—	8,5	30,3	—	×	×	×
50	7. 12. 1822	220,0	186,5	64,0	—	—	—	2,0	—	—	×	×	×
51	21. 4. 1823	220,0	186,5	46,0 12,0 [2])	—	—	—	—	—	—	×	×	×
52	20. 10. 1823	220,0	186,5	50,0	—	—	—	9,0	—	—	×	×	×
53	9 11. 1823	220,0	186,5	50,0	5,0	—	—	—	—	—	×	—	×
54	5. 4. 1824	220,0	186,5	50,0	10,0	—	—	—	—	—	—	—	×
55	17. 5. 1824	220,0	186,5	52,0	12,0	—	—	—	—	—	—	×	×
56	12. 7. 1824	225,0	190,0	70,0	12,0 [7])	—	—	—	—	—	—	—	—
57	25. 10. 1824	225,0	190,0	64,0	—	—	—	—	—	110 [8])	×	—	—
58	6. 12. 1824	225,0	190,0	57,0	5,0 [9])	—	—	—	—	—	× [10])	× [10])	× [10])
59	17. 1. 1825	230,0	194,9	58,5	{ 6 [11]) 4	—	—	—	—	—	×	—	—
60	2. 5. 1825	—	—	35,0	—	—	—	—	—	440 [12])	—	—	—

[1]) Dazu Wasser (7 bis 8 Maß). [2]) Mit Salzsäure gesättigt. [3]) Von Schmelze Nr. 32 und 34.
[4]) Von Schmelze Nr. 35. [5]) Von Schmelze Nr. 40 und 41. [6]) Von Schmelze Nr. 42, 44, 45.
[7]) In 12 Maß Wasser. [8]) Von Schmelze Nr. 52. [9]) In 6 Maß Wasser.
[10]) Diese Fehler durch das Ramollieren. [11]) In 6 Maß Wasser. [12]) Von Schmelze Nr. 54 und 56.

Glas beim Schmelzen schäumend, deshalb muß die Pottasche aufmerksam raffiniert werden. Wellen, welche oft buschweise zusammenstehen, bilden sich, wenn das Glas bei dem Rühren zu wenig warm ist. Ferner bilden sich am Boden Wellen dadurch, daß das Glas, nachdem der Ofen geschlossen wurde, auf dem Boden noch nicht genug erkaltet, dort noch weich war, so daß die Kohärenz



der Teile wirken konnte; es soll das Glas schnell und stark erkaltet werden, ehe der Ofen geschlossen wird. Die Wellen an der Oberfläche scheinen sich dadurch zu bilden, daß vor dem Erkalten durch Kohärenz die Teile des Glases in Schichten verschiedener Art lagern, und dann bei dem Rühren, wobei der Zylinder sich nur langsam bewegt, eine genügende Mischung nicht mehr stattfindet. Es wird dieser Fehler soweit wahrscheinlich vermieden, wenn man vor dem ersten Erkalten das Glas mit dem Zylinder mehrmals von oben gegen unten bewegt. (Siehe Flintglas Schmelze Nr. 12).

Kohlen, welche vom Feuer in das Glas gejagt werden, erzeugen oft Luftblasen; deshalb müssen die großen Deckel der Glutlöcher gut geschlossen und mit Kalk verstrichen werden. Vorzüglich bei dem Rühren ist dies notwendig; auch beim Schmelzen sollen keine Kohlen in das Glas fallen, weil sie dem Blei den Sauerstoff entziehen und dadurch die Farbe des Glases verschlimmern, ferner muß notwendig an dieser Stelle das Glas eine andere Dichtigkeit, also Wellen erhalten, deswegen ist luftdichtes Schließen der Glut- und Schürlöcher geboten.

Utzschneider legt sich verschiedene Fragen[30]) vor, in welcher Weise die Fehler des Glases vermieden werden können und stellt[31]) die Vorgänge beim Schmelzen zusammen: Dauer des Erkaltens eine Stunde, allmählich wieder Erwärmen vier Stunden. Inzwischen Reinigen des Konus von allem Ruß, Staub und ebenso des Deckels unter dem Konus. Den Zylinder am Ringe abkratzen, auf dem der große Ofendeckel ruht, Losmachen des Mörtels aus den Fugen. Abschäumen des Glases im Ofen. Zylinder in den Ofen legen in der Richtung gegen das Einlegeblech. Aschenlöcher öffnen und die Kohlen herausnehmen. Deckel ohne Loch auf den Konus. Dann ganzes Zumachen desselben und Verstreichen, Verschließen der Türchen an den Schürlöchern, bis der oben hängende Feuerhut auf die Seite gezogen, das Parapluie durch den Trieb hinabbringen, den Konus mit dem Deckel (ohne Loch zuvor) auf die Seite setzen. Eisenstange in den Ofen zum Umrühren. Man zieht den Deckel des Ofens durch das Getriebe ein bischen in die Höhe, um den Ring unter ihm mit seinen einzelnen Stücken durch eine Zange wegnehmen zu können. Alle Unreinigkeiten werden immer fleißig weggeputzt. Dann wird der Deckel auf den Ofen wieder niedergelassen, wo er auch liegen bleibt. Die Öffnung, worüber zuvor der Konus stand, wird mit zwei halben Kreisdeckeln, die in ihrer Mitte ein Loch bilden, überlegt. Nun bringt man die eiserne Stange mit Vorsicht auf den Rost in den Schmelzofen, um sie glühend zu machen, daß durch sie der Zylinder nicht leide. Hinlänglich glühend, wird sie durch das Getrieb auf die Höhe des Ofens über den Deckel gezogen, um in den Zylinder hineingesteckt werden zu können. Durch eine Zange bringt man aus dem Einlegeblech den Zylinder der eisernen Stange entgegen. Sobald sie darin steckt und auf dem Boden mit dem Zylinder aufsteht, füllt man mittels eines Flintenlaufes, an welchem oben ein Tricher angebracht ist, den Zwischenraum zwischen dem Zylinder und der eisernen Stange im Zylinder bis zu den zwei Zäpfchen mit Kiessand aus. Nun bringt man das im Ofen glühend gemachte Rohr als Fortsetzung des Zylinders an die Eisenstange und die Eisenstange selbst mit der Maschine in Verbindung. Alles wird festgemacht und der Ofendeckel so hoch aufgezogen, daß der Zylinder den Boden des Schmelztiegels bis auf 2—3″ nicht berühren und der Deckel auch mit der Eisenstange — durch die Vorrichtung unter dem Dache in Verbindung gebracht — die erforderliche Kreisbewegung (auch exzentrisch) machen kann. Ehe der Zylinder in Bewegung gesetzt wird, reinigt man die Oberfläche der Glasmasse. Stellen der Maschine für drei exzentrische Kreise, dann konzentrisch und der letzte exzentrisch am Platze, wo der Zylinder stehen bleibt. Drei Stunden heizen mit gedörrtem Buchenholz.

30) (Nr. 112, a, b, c).
31) (Nr. 113).

Zusammenfassung.

Die Aufzeichnungen Fraunhofers und Utzschneiders ergeben ein Bild von der Zusammensetzung des Gemenges, von dem Schmelz- und Rühr-Verfahren und dem Ausfall der Flintglasschmelzen Fraunhofers. Man ersieht aus ihnen, wie Fraunhofer bis zu seinem Tode mit verschiedenen technischen Schwierigkeiten bei der Durchführung der Glasherstellung und stark schwankender Ausbeute an einwandfreiem optischem Glase (trotz vielfachen Verbesserungen) zu kämpfen hatte.

(Eingegangen am 17. Mai 1926.)

Fraunhofer und die Entwicklung der Gittertechnik.

(Mitteilung aus dem Laboratorium für technische Physik an der Universität Würzburg.)

Von L. C. Glaser, Würzburg.

(Hierzu Tafel XXVI.)

Inhalt: Kurze Kennzeichnung der Verdienste Fraunhofers. Bericht über die Entdeckung der Beugung an Spalten und Sodblenden, Herstellung der ersten Gitter, Hilfsmittel der Gitterteilung zu Fraunhofers Zeiten.



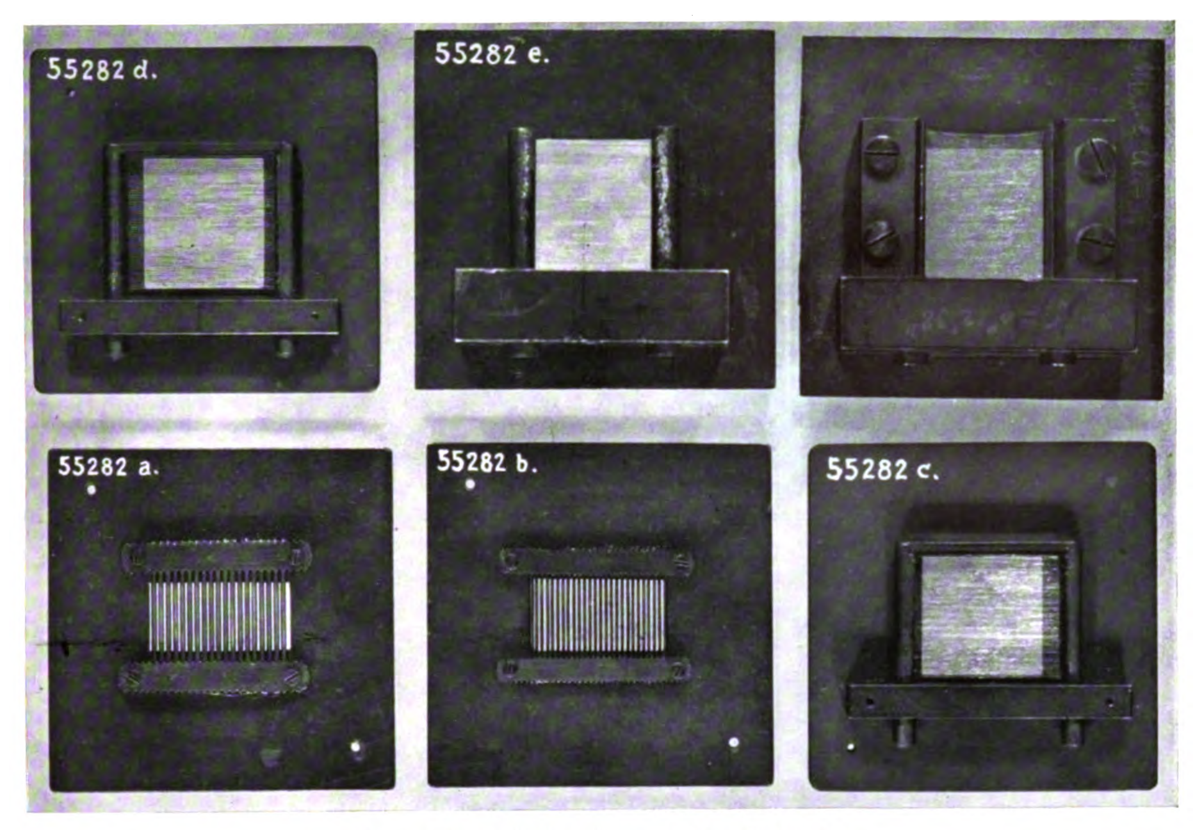


Abb. 3. Fraunhofers Beugungsgitter (Drahtgitter).

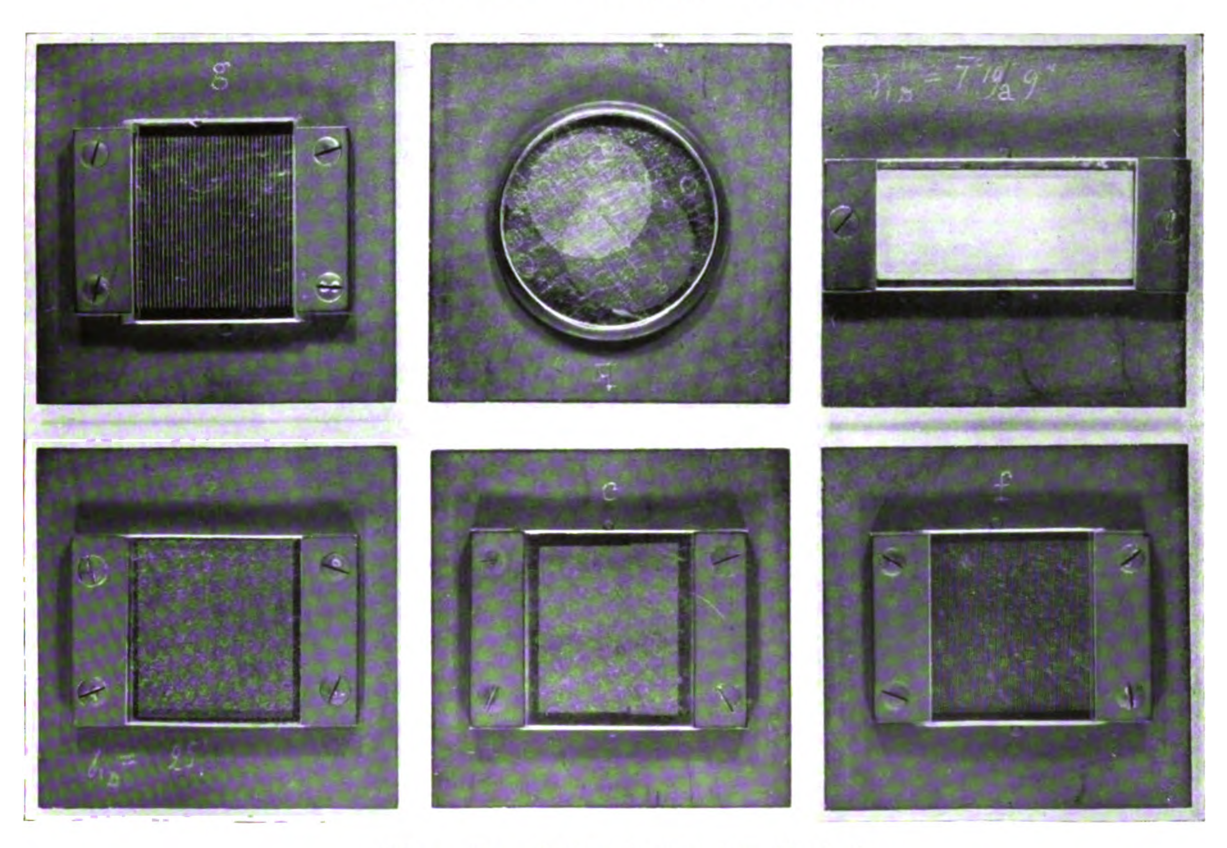


Abb. 4. Fraunhofers Beugungsgitter (Glasgitter).

L. C. Glaser.

Verlag von Johann Ambrosius Barth, Leipzig.

Nach harter Jugend, der Herkunft nach von den Zeitmeinungen unverbildet, hat Joseph von Fraunhofer es verstanden, durch eisernen Fleiß und seltene Begabung wissenschaftliche Erfolge zu erringen, die nicht nur von seinen Zeitgenossen voll anerkannt wurden, sondern den Grundstein zu der Entwicklung der Naturwissenschaften und Technik gelegt haben, deren Zeugen wir heute sind.

Wir Deutsche müssen ihm aber besonders dankbar sein, daß er nach dem Verfall der Kunst und des Gewerbefleißes des Mittelalters, die in Franken mit Bamberg, Würzburg und Nürnberg ihren Sitz hatten, und in den Namen Regiomontanus (Johann von Königsberg in Unterfranken), Scheiner, Kircher, Zahn und anderen ihre Verkörperung[1]) finden, mit zielbewußtem Sinn die Grundlage einer optischen Industrie legte, die erst Bayern mit München und später Deutschland zum Mittelpunkt der Erzeugung wissenschaftlicher Instrumente machte.

Ernst Abbe[2]) hat dies in seiner Gedächtnisrede zum 100. Geburtstage von Fraunhofer treffend zum Ausdruck gebracht:

„... Die Optik als technische Kunst und die ihr nächststehenden Zweige der sogenannten Präzisions-Mechanik verdanken alle Grundlagen ihrer heutigen Verfassung Fraunhofer. Die praktische Optik vor ihm und die nach ihm haben, in ihren besten Leistungen verglichen, kaum mehr als den Namen und die äußere Form ihrer Verrichtungen gemein. Alles auf diesem Arbeitsfelde hat Fraunhofer erneuert. Die Aufgaben und Ziele dieser Kunst haben durch ihn andere Richtung erhalten; die geistigen Hilfsmittel und die technischen Unterlagen für ihre Ausübung hat er umgestaltet; aus einem Gewerbe, welches sich bis dahin in keinem Stück über den Gesichtskreis des ehrsamen Brillenschleifers erhoben hatte, der sein frühester Vertreter war, ist unter seinem Impuls eine hochentwickelte technische Kunst geworden, welche auch heute noch dasteht als unübertroffenes Zusammenwirken reiner Wissenschaft und praktischer Geschicklichkeit" — —

Ohne die Erfindung des Schleifers nach Probeglas mit den Newtonschen Farbenringen durch Fraunhofer wäre die heutige Präzisionsoptik nicht denkbar. Ohne seine Rechnungen wäre der Fernrohrtypus — die Anordnung der Linsen wie der mechanische Aufbau des Fernrohrs, das ja heute noch den Namen der deutschen Markierung trägt, kaum bis auf die heutige Zeit erhalten geblieben. Ohne Fraunhofer kein Struve und kein Bessel und ohne Fraunhofer kein Kirchhoff und Bunsen. Ohne Fraunhofer keine Atomphysik heutiger Gestalt. Ohne Fraunhofer keine Astrophysik und keine Astrometrie! Fraunhofer war der Erfinder der Coelostaten und der Objektivprismen.

Was war das Eigene an Fraunhofers Schaffen? Es war der Bund der Wissenschaft mit der Technik, jene ursprüngliche und so fruchtbare Wechselwirkung, die man in unserem Zeitalter, wo in der Atomphysik die Theorie sich als Herrin der Natur aufzuspielen sucht, nicht eindringlich genug als Beispiel anführen kann. Fraunhofer ist das schönste Vorbild eines technischen Physikers und Optikers, hat er doch den Weg gewiesen, wie man durch die Verbesserungen der experimentellen Hilfsmittel neuen fruchtbaren Ackerboden bereiten kann, auf dem gesunde und bleibende Früchte wachsen, die die Treibhausluft mancher zeitgenössischen Arbeiten nicht atmen. Fraunhofers Anteil an den Grundlagen der spektroskopischen Forschung sind so reich, daß auch heute nur ein technischer Fortschritt bei der Fortbildung der Hilfsmittel zu bemerken ist, wenn man absieht von den Anwendungen der Interferenzen, die so schöne Früchte getragen haben und noch weiter tragen werden, weil im Fraunhoferschen Geist Technik und Wissenschaft einträchtig sich die Hände reichen.

Fraunhofer erkannte mit klarem Blick, daß das Glas, das seinerseits zur Verfügung stand, in jeder Beziehung verbesserungsfähig und verbesserungsbedürftig war. Um die Gleichmäßigkeit des nach neuen Gesichtspunkten erschmolzenen Glases beurteilen und Flint- und Krongläser ohne das bisherige ungewisse Probieren zu Achromaten vereinigen zu können, machte er die berühmten Versuche, die zur Entdeckung der fixen Linien im Sonnenspektrum führten. Er benutzte zu diesem Zweck das hier abgebildete Gerät (Abb. 1).[3]) Ursprünglich unternommen, um ein Mittel zur Überwachung der verschiedenen Glasschmelzen in die Hand zu bekommen, hatten sie ein wissenschaftliches Ergebnis von einer Tragweite gezeitigt, wie seit der Zeiten von Huyghens, Newton und Kepler, nur wenige Naturforscher es aufzuweisen hatten.

Fraunhofer begnügte sich nicht mit diesem Ergebnis. Er sollte der Optik noch mehr bringen; die Beugung, ihre Erklärung und ihre Verwendung.

Leonhard Jörg[4]) teilt mit, daß Fraunhofer ein Zufall veranlaßte, die Beugungserscheinungen näher zu verfolgen. „Als er eines Abends mit Herrn Merz, dem derzeitigen Besitzer des optischen Instituts, welcher seit 1808 neben Fraunhofer

[1]) Hierüber werde ich demnächst in einer technisch historischen Studie berichten.

[2]) E. Abbe, Gesammelte Abhandlungen. 1906, S. 320.

[3]) Ich verdanke die Abbildungen dem freundlichen Entgegenkommen des Deutschen Museum zu München, wo der größte Teil der von Fraunhofer benutzten Apparate aufbewahrt ist. Die Apparate und Gitter Fraunhofers sind eigens zu diesem Zwecke photographiert.

[4]) Leonhard Jörg, Fraunhofer und seine Verdienste um die Optik. Inaugural-Diss. München 1859. S. 23.

gearbeitet, im Klosterwirtshause zu Benediktbeuren zusammen war, nahm er, indem er das Licht auf dem Tische, das Farbenspektrum wahr, und schloß daraus, daß durch seine Gitter und Anwendung des Fernrohrs der Grad der Beugung der Lichtstrahlen sich genauer bestimmen lasse, als dies durch die bisher angewendeten Verfahrensarten hatte bewirkt werden können".

Die Arbeiten Thomas Youngs über die Periodizität des Lichtes waren Fraunhofer wohlbekannt.[5]) Young hatte schon 1801 die herrschende Lichttheorie Newtons angegriffen und wurde genau wie Fraunhofer mit seinen „fixen" Linien im Sonnenspektrum nicht beachtet, bis Fresnel, dem Straßenbauingenieur, es gelang, durch die hilfreiche und wohlwollende Unterstützung Aragos, die heute seinen Namen tragenden Beugungserscheinungen aufzufinden, durch Versuche zu belegen und theoretisch darzustellen.

Schon Thomas Young[6]) hatte Versuche an einem Glasgitter gemacht, und zwar an einem Coventry Glasmikrometer mit gradlinigen Strichen (500 auf den Zoll), nachdem Robert Boyle die Erscheinung der prismatischen Farben an Kratzern auf Metallen oder durchsichtigen Körpern festgestellt hatte und Beobachtungen darüber von Mazeas und Brougham angestellt waren.

Die Herstellung feiner Teilungen, sowohl Kreisteilungen wie Längenteilungen, ist zu damaliger Zeit eine Arbeit gewesen, die die besten Mechaniker auch schon damals lebhaft beschäftigt hat. Dies beweisen die Arbeiten von Barton, des Stiefsohnes des Mechanikers Harrison, des Erfinders des Schiffschronometers und des Compensationspendels. Dieser hinterließ seinem Stiefsohn eine genaue Längenteilmaschine mit einer „herrlichen, höchst genauen Schraube", wie Gilbert mitteilt, und einer Mikrometer-Platte am Kopf der Schraube, die auf 0,012 mm ($^1/_{2000}$ Zoll) eingeteilt ist. Die Maschine gestattete Teilungen bis auf 2,7 μ Abstand ($^1/_{10000}$ Zoll) herzustellen und 1000 bis 10000 Linien per Zoll zu ziehen. Fraunhofer hat sich eine Zeitlang mit Kupferstechen und Lithographie beschäftigt. Daß er ein Meister darin war, zeigt die wundervolle Tafel zu seiner ersten Abhandlung. Er muß daher die Guillocher-Maschine gekannt haben, die zum Herstellen von geraden Strichen auf Holzschnitten für den Buchdruck und auf Stahl- und Kupferstichen verwendet wurde. Die Herstellung der Kreisgitter beweist dies, sowie eine Bemerkung von Gilbert über Glasmikrometer des Mechanikers C. Hoffmann. Daß diese Maschine zu dieser Zeit die Aufmerksamkeit der Mechaniker erregte, fand ich gelegentlich der Lektüre einer lesenswerten Geschichte der Firma Voigtländer in Braunschweig.[7]) Barton hat solche Guillocher-Maschinen zur Herstellung

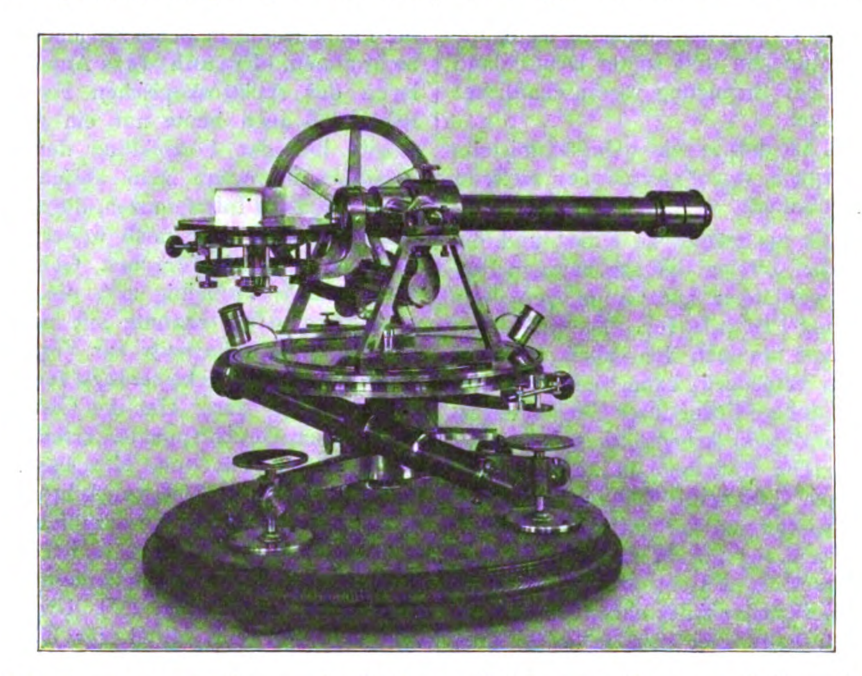


Abb. 1. Originalapparat zur Bestimmung des Brechungsverhältnisses von Gläsern von J. Fraunhofer 1817.

[5]) Vermutlich aus Gilberts Übersetzungen in den Annalen der Physik.

[6]) Gilberts Ann. **39** (1811), 156.

[7]) Dr. H. Harting, Zur Geschichte der Familie Voigtländer, deren Werkstätten und ihrer Mitarbeiter. Voigtländer u. Sohn A.-G. Braunschweig. Sonderabdruck aus Zentralbl. für Optik und Mechanik. 1924/25, S. 22—23.



von in Spektralfarben schillernder Knöpfen benutzt und ein Patent darauf erhalten. Wissenschaftliche Versuche hat er, soweit ich feststellen konnte, damit nicht gemacht, aber den englischen Gelehrten jener Zeit waren seine Interferenzteilungen wohlbekannt, wie Thomas Young, Preston, Leslie usw.

Was ist nun Fraunhofers Verdienst? Fraunhofer hat mit Hilfe von Teilungen, die er selbst herstellte, oder mit Drahtgittern, die er als erster anfertigte, geleitet von den „fixen" Linien im Sonnenspektrum, die Gesetze der heute unter seinem Namen zusammengefaßten Brechungserscheinungen in meisterhafter Weise messend geklärt und auf eine wissenschaftliche Stufe gebracht, die alsbald bei ihrem Erscheinen die Zeitgenossen wie Gilbert, Schumacher u. a. auf das äußerste interessierte.

Es gelang ihm nicht nur die Aufstellung des Beugungsgesetzes aus seinen Beobachtungen, er beschrieb und erkannte richtig alle Eigenschaften der Beugungserscheinungen und Gitter und es wäre zu wünschen, daß in manchen Lehrbüchern der Physik so vollständige und richtige Angaben über die Eigenschaften dieses wichtigen Instrumentes entahlten wären, wie sie Fraunhofer selbst in seinen grundlegenden Abhandlungen niedergelegt hat.

Fraunhofers erste Arbeit[8]) über die Beugung des Lichtes erschien 1821, als er schon Konservator bei der bayerischen Akademie der Wissenschaft war. Fraunhofer arbeitete noch ohne den heute allgemein üblichen Kollimator. Sein Instrument zeigt Abb. 2. „Es ist im Wesentlichen ein 12zölliges repetierendes Theodolith (= 324,8 mm), welches mittels des Verniers auf 4″ teilt. In der Mitte des Kreises ist, oberhalb demselben, eine ebene horizontale Scheibe von 6 Zoll (= 162,4 mm) Durchmesser, die sich um ihre eigene Achse dreht, und deren Mittelpunkt geuau in der Achse des Theodolith liegt. Sie hat ihre eigene Teilung auf 10″. Auf der Mitte dieser Scheibe wird der Schirm gestellt, durch welchen das Licht gebeugt wird, der demnach in der Achse des Theodolith steht, wodurch die Korrektion, die ohne dieser wegen der Entfernung des beugenden Körpers von der Achse, an den gemessenen Winkeln gemacht werden müßten, wegfallen. Die Einteilung der Scheibe muß dazu dienen, nötigenfalls den Winkel des einfallenden Lichtes usw. messen zu können. Außerhalb der Scheibe, in der Entfernung von $3^1/_3$ Zoll (89,3 mm) von der Mitte fängt erst das Fernrohr an, dessen Objektiv 20 Linien Öffnung (45,1 mm) und 16,9 Zoll (457,48 mm) Brennweite hat; es ist mit der Altidade des 12zölligen Kreises verbunden und gehörig balanciert. Die Achse des Fernrohres ist mit der

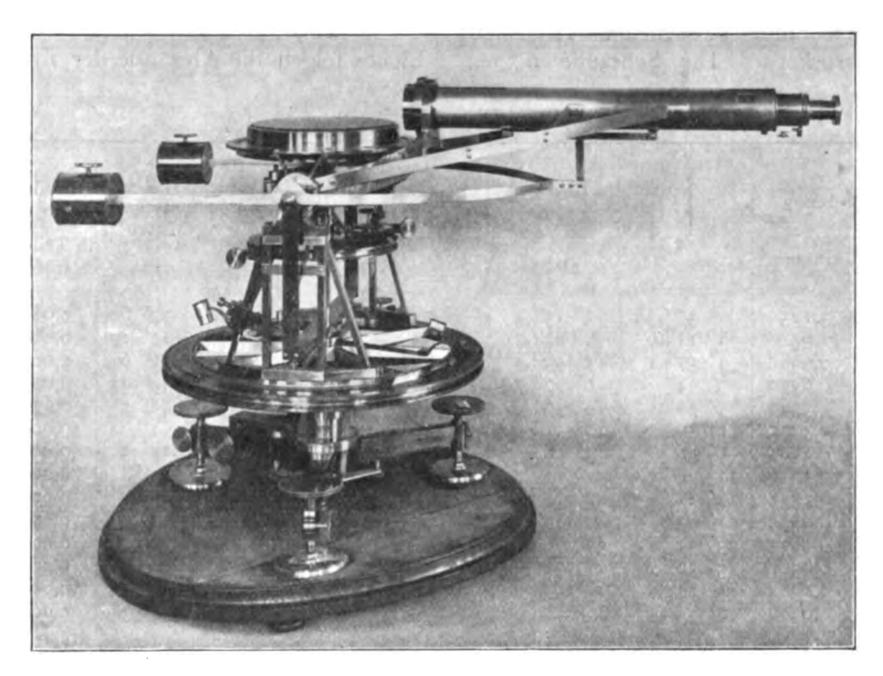


Abb. 2. Originalapparat zur Messung von Beugungserscheinungen von J. Fraunhofer 1821.

---

[8]) Jos. Fraunhofer, Neue Modifikation des Lichtes durch gegenseitige Einwirkung und Beugung der Strahlen und Gesetze derselben. Denkschriften der K. Akad. der Wiss. München für 1821 u. 1822. Bd. VIII. S. 1—76; siehe auch Ges. Abhandlungen herausgegeben von Lommel S. 51—111.

Ebene des Kreises parallel und genau horizontal. Ich bediente mich einer 30, auch 50maligen Vergrößerung. Das ganze Instrument ist im Boden isoliert. In der Verlängerung der optischen Achse $463^1/_2$ Zoll von der Mitte des Theodolith entfernt, ist das Heliostat, dessen Stundenbewegung mittelst einer Schraube und eines daran befindlichen, bis zum Standpunkte des Theodolith reichenden Gestänges gemacht wird, um das Sonnenlicht willkürlich zu verstärken und zu schwächen. Die Öffnung am Heliostat ist vertikal 2 Zoll (54,14 mm) lang und kann breiter, aber schmäler gemacht werden. Sie hatte gewöhnlich nur 0,01 bis 0,02 Zoll (0,27—0,54 mm)."

Um die Breite der Spalten bezw. der Gitterkonstanten zu messen, bediente sich Fraunhofer eines mit Mikrometerschraube beweglichen Tischchens versehenen Mikroskops. Die Schraube 0,3 mm Ganghöhe (88 Umgänge auf 1 Raumzoll). Die Trommel war in 1000 Teile geteilt. Die Meßgenauigkeit betrug 0,0002—0,0001 Zoll (0,0054 bis 0,0027 mm). Die Vergrößerung betrug etwa 110 fach.

Bei spaltförmigen Öffnungen von der in der Zahlentafel 1 zusammengestellten Breite erhielt er L^{I}, L^{II}, L^{III}, L^{IV} als Ablenkungswinkel, gekennzeichnet durch das rote Ende der Spektren der Ordnungszahl I, II, III, IV.

Die Ergebnisse der Zahlentafel 1 faßte Fraunhofer in die einfachen Sätze zusammen:

„Bei einzelnen Öffnungen von verschiedener Breite verhalten sich die Winkel der Ablenkung des Lichtes, umgekehrt wie die Breiten der Öffnungen.

In dem, durch eine schmale Öffnung gebeugten Lichte folgen die Abstände der roten Strahlen der

Zahlentafel 1.

Nummer	λ Breite der Öffnung		L^{I}	L^{II}	L^{III}	L^{IV}	Arithmetisches Mittel L	$L \times \lambda$ Produkt der Öffnung in den Bogen L	
	in Teilen eines Pariser Zolles	in mm						in Teilen eines Pariser Zolles	in A.-E.
1	0,11545	3,125	37″,58	1′ 15″,5	1′ 53″		37″,66	0,0000210	5685
2	0,06098	1,65	1′ 11″,6	2′ 22″,7	3′ 31″,7	4′ 44″,7	1′ 11″,17	0,0000210	5685
3	0,03690	0,9989	1′ 57″,1	3′ 53″,3	5′ 48″,3		1′ 56″ 6	0,0000209	5658
4	0,02346	0,6350	3′ 4″	6′ 7″,7	9′ 16″,3		3′ 4″,43	0,0000210	5685
5	0,01237	0,3348	5′ 48″,5	11′ 38″	17′ 26″,5	23′ 14″,7	5′ 48″,7	0,0000209	5658
6	0,01210	0,3275	6′ —	12′ 1″	18′ 14″	24′ 9″	6′ 1″,84	0,0000212	5739
7	0,01020	0,2761	6′ 56″	13′ 56″	20′ 54″		6′ 57″,3	0,0000206	5576
8	0,00671	0,1816	11′ 6″	22′ 12″,7	33′ 14″	44′ 35″	11′ 6″,4	0,0000217	5874
9	0,00642	0,1738	11′ 11″	22′ 18″	33′ 43″	44′ 58″	11′ 12″,2	0 0000209	5658
10	0,00337	0,0912	21′ 3″	42′ 16″	1° 4′ —		21′ 10″,3	0,0000207	5603
11	0,00308	0 0833	23′ 31″	47′ 6″	1° 10′ 43″		23′ 32″,7	0,0000211	5712
12	0,00218	0,0590	33′ 30″	1° 7′ 40″			33′ 40″	0,0000213	5766
13	0,00215	0,0582	35′ 24″,7	1° 10′ 16″			35′ 17″	0,0000220	5956
14	0,00114	0,0308	1° 4′ 53″				1° 4′ 53″	0,0000215	5620

Zahlentafel 2.

Nummer	γ Durchmesser der Öffnung		L^{I}	L^{II}	L^{III}	L^{IV}	L^{V}	Arithmetische Mittel der Differenzen L	$L^{I} \times \gamma$	$L = \gamma$	
	in Teilen eines Pariser Zolles	in mm								in Teilen eines Pariser Zolles	in A.-E.
1	0,10426	2,773	58″,8	1′ 36″,3	2′ 16″	2′ 58″,5		41″,6	0,0000272	0,0000210	5685
2	0,06713	1,817	1′ 22″,3	2′ 27″	3′ 30″	4′ 32″,3		1′ 3″,3	0,0000268	0.0000206	5576
3	0,05001	1,354	1′ 48″,8	3′ 17″,3	4′ 46″,8	6′ 15″,5	7′ 47″,7	1′ 29″,7	0,0000264	0,0000217	5874
4	0,03997	1,082	2′ 12″,7	4′ 2″,9	5′ 55″,1	7′ 48″,6	9′ 40″,9	1′ 52″	0,0000257	0,0000217	5874
5	0,03791	1,026	2′ 15″,7	4′ 8″,5	6′ 6″,3	8′ 5″,1		1′ 56″,5	0,0000249	0,0000214	5713
6	0,03318	0,877	2′ 41″,7	4′ 52″,4	7′ 6″,4	9′ 18″,7	11′ 32″	2′ 12″,6	0,0000260	0,0000213	5766
7	0,02682	0,726	3′ 13″,1	6′ 1″,4	8′ 49″,7	11′ 42″		2′ 49″,6	0,0000251	0,0000223	6037
8	0,02318	0,627	3′ 49″,4	6′ 57″ 8	10′ 14″,5	13′ 23″,6		3′ 11″,4	0,0000258	0,0000215	5820
9	0,02237	0,605	3′ 54″,7	7′ 9″,4	10′ 24″,1	13′ 40″,5		3′ 15″,3	0,0000255	0,0000212	5739
10	0,02134	0,577	4′ 3″,6	7′ 21″,5	10′ 56″,4	14′ 15″,4		3′ 20″,6	0,0000252	0,0000208	5630
11	0 01824	0,493	4′ 45″,5	8′ 51″,3	12′ 54″,9	17′ 3″,5		4′ 6″	0,0000252	0,0000217	5874
12	0,01746	0,472	5′ 3″	9′ 19″,4	13′ 22″,9	17′ 52″		4′ 16″,3	0,0000257	0,0000217	5874
13	0,01238	0,335	6′ 55″,5	12′ 57″,5	18′ 48″,6			5′ 56″,5	0,0000249	0,0000214	5793
14	0,00922	0,249	9′ 27″,3	17′ 35″,4	25′ 34″,5			8′ 3″,6	0,0000254	0,0000216	5847

verschiedenen Spektra von der Mitte, zu beiden Seiten, in dem Verhältnis der Glieder einer arithmetischen Reihe, in welcher die Differenz dem ersten Glied gleich ist."

Das sind die Gesetze der Fraunhoferschen Beugungserscheinungen an einem Spalt.

Dieselben Erscheinungen prüfte Fraunhofer nunmehr für runde Öffnungen. Die Ergebnisse dieser Beobachtung bringt Zahlentafel 2.

Fraunhofer faßte diese Ergebnisse kurz wie folgt zusammen:

„Bei dem durch runde Öffnungen von verschiedener Größe gebeugten Lichte verhalten sich die Durchmesser der farbigen Ringe umgekehrt, wie die Durchmesser der Öffnungen.

In den bei der Beugung durch eine runde Öffnung entstandenen farbigen Ringe folgen die Abstände der roten Strahlen der verschiedenen Ringe von der Mitte in dem Verhältnis der Glieder einer arithmetischen Reihe, in welcher die Differenz kleiner ist, als das erste Glied."

Nun geht Fraunhofer zu einer großen Anzahl gebeugter Strahlen über und erfindet zu diesem Zweck das Drahtgitter. Abb. 3 zeigt verschiedene Drahtgitter. Zahlentafel 3 gibt eine Übersicht ihrer Gitterkonstanten.

Während die in Zahlentafel 1 und 2 wiedergegebenen Werte von $L \times \lambda$ und $L \times \gamma$ ungefähre Werte für die Wellenlänge des roten Endes des Spektrum (besser vielleicht den Höchstwert für die

Zahlentafel 3.

Drahtgitter Nr.	γ = Breite der Zwischenräume Zoll	mm	δ = Dicke der Fäden Zoll	mm	Besonderheiten des Gitters
1	0,000628	0,017	0,001324	0,358	
2	0,001112	0,0301	0,001817	$0{,}049_2$	
3	0,000972	$0{,}0263_1$	0,001964	0,05316	
4	0,000549	0,01486	0,003359	$0{,}0909_3$	
5	0,003862	0,1045	0,002021	$0{,}0547_1$	Das vierte Spektrum ist ungefähr dreimal so hell wie das dritte.
6	0,001036	$0{,}0280_4$	0,006759	$0{,}182_9$	
7	0,00567	$0{,}153_5$	0,00610	0,165	Das dritte Spektrum um die Hälfte heller als das zweite.
8	0,014256	$0{,}385_9$	0,003299	$0{,}089_3$	
9	0,013470	0,3646	0,006999	0,1894	Das dritte Spektrum fast ganz unsichtbar, ebenso das sechste und neunte.
10	0,002878	$0{,}0779_1$	0,022486	$0{,}608_2$	Das neunte Spektrum scheint zu fehlen, gleichfalls das achte.

Zahlentafel 4.

Berechnung für die Fraunhofersche Linie	Wellenlänge gemessen mit Drahtgitter									
	Nr. 1		Nr. 2		Nr. 3		Nr. 4		Nr. 5	
	in Pariser Zoll	in A.-E.	in Pariser Zoll	in A.-E.	in Pariser Zoll	in A.-E.	in Pariser Zoll	in A.-E.	in Pariser Zoll	in A.-E.
B	0,00002541	6878,5	0,00002541	6878,5	—	—	0,00002542	6881,5	—	—
C	0,00002425	6564,5	0,00002426	6567,1	0,00002425	6564,5	0,00002426	6567,1	0,00002423	6559,0
D	0,00002176	5890,4	0,00002177	5893,2	0,00002176	5890,4	0,00002178	5895,9	0,00002174	5885,0
E	0,00001944	5262,4	0,00001946	5267,8	0,00001942	5257,0	0,00001947	5270,5	0,00001938	5246,1
F	0,00001792	4851,0	0,00001795	4859,0	0,00001788	4840,1	0,00001794	4856,3	0,00001786	4834,7
G	0,00001587	4296,1	0,00001587	4296,1	0,00001580	4277,1	0,00001586	4293,3	0,00001578	4271,7
H	0,00001461	3954,0	0,00001464	3963,1	0,00001450	3925,2	0,00001457	3944,1	0,00001420	3933,7

Berechnung für die Fraunhofersche Linie	Wellenlänge gemessen mit Drahtgitter									
	Nr. 6		Nr. 7		Nr. 8		Nr. 9		Nr. 10	
	in Pariser Zoll	in A.-E.	in Pariser Zoll	in A.-E.	in Pariser Zoll	in A.-E.	in Pariser Zoll	in A.-E.	in Pariser Zoll	in A.-E.
B	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
C	0,00002422	6556,3	—	—	—	—	—	—	—	—
D	0,00002175	5887,8	0,00002174	5885,0	0,00002174	5885,0	0,00002173	5882,3	0,00002173	5882,3
E	0,00001942	5257,0	0 00001942	5257,0	—	—	—	—	—	—
F	0,00001785	4832,0	0,00001784	4829,2	—	—	—	—	—	—
G	0,00001591	4306,9	—	—	—	—	—	—	—	—
H	0,00001451	3927,9	—	—	—	—	—	—	—	—

Empfindlichkeit von Fraunhofers Auge) darstellen, bringt Zahlentafel 4 eine Zusammenstellung der Werte der mit den Drahtgittern (siehe auch Abb. 3 und Zahlentafel 3) gefundenen Lichtquellenlängen für die Fraunhoferschen Linien *B*, *C*, *D*, *E*, *F*, *G* und *H* im Sonnenspektrum. Ganz besonders beachtlich ist die mit Gitter 2 erzielte Messungsgenauigkeit.

Die Herstellung der ersten Drahtgitter beschreibt Fraunhofer folgendermaßen:

„Um auf die ganze Fläche des Objektiv des Theodolithfernrohrs eine große Anzahl gleich stark gebeugter Strahlen fallen zu machen, spannte ich sehr viele gleich dicke Fäden parallel und in gleicher Entfernung nebeneinander auf einen Rahmen; durch die Zwischenräume mußte demnach das Licht gebeugt werden. Damit ich versichert sein möchte, daß die Fäden genau parallel sind, und gleiche Entfernungen voneinander haben, machte ich an zwei entgegengesetzten Enden des viereckigen Rahmens in der ganzen Länge hin, eine feine Schraube, bei welcher nahe 169 Umgänge auf einen Pariser Zoll gehen; in die Gänge dieser Schraube spannte ich die Fäden, und ich konnte folglich sicher sein, daß sie genau parallel sind, und gleiche Entfernungen unter sich haben."

Das Ergebnis seiner Winkelmessungen führt ihn zu der Zusammenfassung, die das Sinusgesetz der Beugung darstellt.

„Bei zwei verschiedenen Gittern aus parallelen gleichdicken Fäden und gleichen Zwischenräumen, verhält sich die Größe der Farbenspektra, die durch gegenseitige Einwirkung einer großeu Anzahl der durch die schmalen Zwischenräume gebeugten Strahlen entstehen, und ihre Entfernung von der Achse umgekehrt, wie die Entfernung der Mitte zweier Zwischenräume, oder, was ebensoviel ist, wie $\gamma + \delta$.

Bei mittleren Spektren vollkommener Art folgen die Abstände gleichartiger farbiger Strahlen der verschiedenen Spektra in dem Verhältnisse der Glieder einer arithmetischen Reihe, in welcher die Differenz dem ersten Gliede gleich ist."

Ähnliche Versuche führt Fraunhofer für Kreisgitter durch, die meines Wissens mit modernen Hilfsmitteln überhaupt nicht wieder durchgeführt oder wiederholt wurden.

Interessant ist es vielleicht in diesen Zusammenhang zu erwähnen, daß die Fraunhoferschen Drahtgitter in großem Umfang von Rubens und seinen Mitarbeitern bei seinen klassischen Untersuchungen im ultraroten Spektralgebiet verwendet wurden und 1895 Schwarzschild das erste Objektivgitter mit drahtförmigen Spalten (und zwar zuerst mit acht) verwendete, eine Methode, die in der astrophysikalischen Forschung sicher weitere Verbesserungen erhalten wird.

Nach einem kurzen Bericht[9]) in einem Brief an Schumacher über seine Fortschritte bei seinen Beugungsgittern veröffentlicht Fraunhofer seine zweite berühmte Abhandlung[10]), die sich fast ausschließlich mit geteilten Beugungsgittern beschäftigt. Abb. 4 gibt einige Fraunhofersche Beugungsgitter wieder, die geteilt sind.

Mit einem Glasgitter von kleiner Gitterkonstante (ε = 0,0001223 Pariser Zoll = 0,00331 — dies entspricht rund 302 Strichen je Millimeter) erhält er folgende Werte für die Wellenlängen der Sonnenlinien:

C_ω = 0,00002422 Pariser Zoll = 6556,3 A.-E.
D_ω = 0,00002175 Pariser Zoll = 5887,8 A.-E.
E_ω = 0,00001945 Pariser Zoll = 5265,1 A.-E.
F_ω = 0,00001794 Pariser Zoll = 4850,3 A.-E.
G_ω = 0,00001587 Pariser Zoll = 4296,1 A.-E.
H_ω = 0,00001464 Pariser Zoll = 3963,1 A.-E.

Die Arbeit zeigt die Fülle der Gedanken Fraunhofers, sein mechanisches Geschick und seine geniale Art, die Anwendung von Naturgesetzen wiederzugeben. **Es ist die erste astrophysikalische Veröffentlichung und enthält die ersten Beobachtungen von Stern- und Planetenspektren.** Sie beschreibt das Reflexionsgitter, die Vorgänge beim Teilen, die Wichtigkeit der Spitze des Teildiamanten. Seine Maschine gestattete bereits 32000 Linien auf den Pariser Zoll zu teilen, das sind 1180 Linien auf den Millimeter. Wenn man bedenkt, daß Fraunhofer mit der Hand teilte, so ist das für die damalige Zeit geradezu erstaunlich. Daß er die Gitterkonstante nicht mehr mikroskopisch ausmessen konnte, ist bei dem damaligen Stand des Mikroskopobjektivs natürlich. Um die Gitterkonstante zu ermitteln, versah er die Teilmaschine mit einem Zählwerk. Dann maß er den Abstand des ersten und letzten Striches und ermittelte so die Gitterkonstante.

Er kannte die von Wood und Trowbridge näher erforschte Erscheinung der Echelette Gitter, den Einfluß der Forscherform auf die Helligkeitsverteilung im Beugungsspektrum und den Polarisationseffekt der Gitter. Er hat auch die neuerdings von Buchwald näher erforschte Erscheinung der Partiegitter gekannt.

Fraunhofers Gitterspektroskop hatte eine Brennweite von rund 45 mm, die Gitterbreite bis etwa 45 mm, die Meßgenauigkeit betrug etwa eine Ångströmeinheit und die Auflösung war etwa 4000.

---

[9]) Aus einem Briefe Fraunhofers vom 22. Juli 1822 an Schumacher. Schuhmachers Astronomische Nachrichten, Bd. I, S. 295. Ges. Abh. herausgegeben von Lommel, S. 113.

[10]) Kurzer Bericht von den Resultaten neuerer Versuche über die Gesetze des Lichts und die Theorie derselben. — Vorgelesen in der math.-phys. Klasse der Akad. den 14. Juni 1823. — Gilberts Annalen der Physik **74**, 337—378; siehe auch Gesammelte Abh. herausgegeben von Lommel, S. 117—143.

Zu Rowlands Zeit war die Brennweite der Gitter bereits 6,5 m, die größte Breite 15 cm, die Meßgenauigkeit betrug etwa $^1/_{100}$ Ångströmeinheit und die Auflösung war etwa 160000.

Allerdings hatte Fraunhofer schon in seiner ersten Arbeit über „Bestimmung des Brechungs- und Zerstreuungsvermögens verschiedener Glasarten in bezug auf die Vervollkommnung der Fernröhre" (Denkschriften der K. Akad. der Wiss. zu München Bd. V, 1817 — Gesammelte Abh. S. 25 und 26) das Spektrum der Venus und des Sirius beschrieben, jedoch erst in der erwähnten Abhandlung vom Jahre 1823 teilt er mit, daß er eigens zu diesem Zweck ein Fernrohr von 4 Zoll (= 108,2 mm) Öffnung gebaut und dieses mit einem Objektivprisma aus Flintglas (von 37^0 40′ brechendem Winkel) versehen hatte. Damit untersuchte er gemeinsam mit Soldner, dem Entdecker der Lichtablenkung durch Gravitation die Spektren der Planeten und einiger Fixsterne (Sirius, Castor, Pollux, Capella, Beteigeuze, Procyon).

Über die Fortschritte nach Fraunhofer werde ich demnächst zusammenfassend berichten und verweise vor der Hand auf meine frühere Veröffentlichung.[11])

Die größten Gitterspektrographen haben heute eine Öffnung von 250 mm, die Brennweite schwankt zwischen 10 und 25 m, die Meßgenauigkeit ist mindestens $^1/_{1000}$ Ångströmeinheit. Die Auflösung ist mit etwa 300000 gegeben.

Wohin uns die nächsten Jahre führen werden, wissen wir nicht.

Das prophetische Wort Fraunhofers hat sich erfüllt:

„Es wird mir Belohnung genug sein, wenn ich durch Bekanntmachung gegenwärtiger Versuche die Aufmerksamkeit der Naturforscher auf diesen Gegenstand gelenkt haben werde, der für die physische Optik noch viel verspricht, und ein neues Bild zu eröffnen scheint."

Gedenken wir dankbar des großen Genius und sagen wir freudig, daß er einer der unsrigen war!

Zusammenfassung.

Es werden im Rahmen des geschichtlichen Bildes die Ergebnisse der Arbeiten Fraunhofers gewürdigt, die zur Aufstellung der Gesetze der Beugung und zur Erfindundung des Beugungsgitter führten. Die Fraunhoferschen Gitter wurden vermutlich mit einer Guillochier- oder Radier-Maschine hergestellt.

[11]) L. C. Glaser, Prüfung, Leistung und Eigenschaften optischer Beugungsgitter und Wege zu deren Verbesserung. Zeitschr. f. techn. Phys. 7 (1926), 31—42.

(Eingegangen am 21. Mai 1926.)

Fraunhofer als Spektroskopiker.

Von Ernst Lau.

Es ist etwas gewagt, Fraunhofer Spektroskopiker in unserem Sinne zu nennen. Zu seinen Zeiten gab es noch keine ausgebildete Spektroskopie, ebensowenig natürlich Spezialisten gerade für dieses Fach. Seine grundlegenden Entdeckungen, die Spektrallinien im Sonnenlicht verdankt er vielmehr einer ganz konkreten Aufgabe aus der angewandten Optik, nämlich der Aufgabe, achromatische Objektive speziell für astronomische Fernrohre zu schaffen. Zu diesem Zwecke müssen die Brechungsexponenten der verschiedenen Farben für die einzelnen Glasarten sehr genau bekannt sein. Zur Bestimmung dieser Größen gab es damals noch keine genaue Methoden. Fraunhofer versuchte, die Brechungsexponenten zunächst aus der „Größe[1]) des prismatischen Farbenbildes, welches ein Prisma von bekannten Winkeln in einem verfinsterten Zimmer in bestimmter Entfernung gab" zu bestimmen. Später schliff er sich aus Crown- und Flintglas Prismen von „kleinen, entgegengesetzt brechenden Winkeln, die so lange geändert wurden, bis für den einen Fall Farbenzerstreuung, für den andern die Brechung gehoben war; das Verhältnis der Winkel dieser Prismen war alsdann umgekehrt das der Farbenzerstreuung oder Brechung". Als auch dieses umständliche Verfahren ihn nicht mehr befriedigte, baute er sich einen Monochromator, mit dem er sich mit Hilfe von sechs verschiedenen Lampen und einem Prisma sechs verschiedenfarbige Lichter schuf. Hiermit bestimmte er sechs verschiedene Brechungsexponenten und definierte so die Glasarten. Nun erst kam der große Fortschritt.

„Um die Exponenten der Brechungsverhältnisse der verschiedenen farbigen Strahlen, noch genauer zu bestimmen, teils auch um zu erfahren, ob die Wirkung der brechenden Mittel auf das Sonnenlicht dieselbe sey, wie auf künstliches Licht, war ich bemüht, einen Apparat zu machen, der für Sonnenlicht dasselbe wäre, was der oben beschriebene für Lampenlicht ist; dieser würde jedoch bald überflüssig.

In einem verfinsterten Zimmer ließ ich durch eine schmale Öffnung im Fensterladen, die ungefähr 15 Sekunden breit und 36 Minuten hoch war, auf ein Prisma von Flintglas, das auf dem oben beschriebenen Theodolith stand, Sonnenlicht fallen . . . Ich wollte suchen, ob im Farbenbilde von Sonnenlicht ein ähnlicher heller Streif zu sehen sey, wie im Farbenbilde von Lampenlicht (gemeint

[1]) Die folgenden Zitate entnehme ich der Abhandlung: Bestimmungder Brechungs- und Farbenzerstreungsvermögens verschiedener Glasarten in bezug auf die Vervollkommnung achromatischer Fernrohre. (Druckschriften der k. Akad. d. Wiss. zu München 5 (1817), 193—226.



sind die D-Linien) und fand anstatt desselben mit dem Fernrohre fast unzählig viele starke und schwache vertikale Linien, die aber dunkler sind als der übrige Teil des Farbenbildes; einige scheinen fast ganz schwarz zu seyn."

Zu bemerken ist noch, daß Fraunhofer hierbei bereits ein Prisma von 60° im Minimum der Ablenkung benutzte.

Vielleicht hätte sich Fraunhofer begnügt, diese Linien als Kuriosität zu beschreiben, wenn er nicht die Bestimmung der Brechungsexponenten und der Dispersion beabsichtigt hätte. Sie boten ihm so das größte Interesse. Er stellte fest, daß die Lage der Linien zueinander nicht vom Spalt, von der Glassorte, dem Prismenwinkel abhängig ist. Er überzeugt sich so durch umfangreiche Versuche, daß die Linien „in der Natur des Sonnenlichtes liegen, und daß sie nicht durch Beugung, Täuschung usw. entstehen".

Nunmehr hat er das geeignete Mittel zur Präzisionsbestimmung der optischen Eigenschaften von Gläsern von Wasser, Alkohol u. dgl. Die Bestimmung des Brechungsexponenten von Wasser zeigt, daß seine Messungen hervorragend sind. Er gibt sofort 7 Stellen an. Seine Messungen befinden sich in verhältnismäßig guter Übereinstimmung mit den neueren Bestimmungen.

Doch um diese Messungen durchführen zu können, bedurfte es genauester Kenntnis der Sonnenlinien selbst. Seine Bemühungen, das Spektrum kennenzulernen hat ihn dazu geführt, eine sehr genaue Zeichnung davon zu entwerfen. Die Auflösung seiner Apparate ist recht beträchtlich. Es hat die D-Linien bereits als Dublett erkannt. Seine Bezeichnungsweise der Sonnenlinien hat lange Zeit vollständig geherrscht. Sie ist so bekannt, daß ich sie hier nur erwähne. Er war es, der einige starke Absorptionslinien mit den großen lateinischen Buchstaben A bis J kennzeichnete.

Wir wissen heute, daß Wollaston[2]) bereits im Jahr 1802 dunkle Absorptionslinien im Sonnenlicht beschrieben hat. Wollaston hat nicht erkannt, daß diese Linien dem Sonnenlicht selbst zuzuschreiben sind. Fraunhofer hatte keinerlei Kenntnis davon. Die gründliche, tiefgreifende Art und die Fülle der Ergebnisse der Fraunhoferschen Arbeit rechtfertigt es, daß sein Name mit den dunklen Linien im Sonnenspektrum verbunden bleibt.

Die übrigen spektroskopischen Ergebnisse der Fraunhoferschen Forschungen sind verhältnismäßig gering. Am wichtigsten bleibt wohl, daß er im Spektrum der Venus und des Mondes die Sonnenlinien wiedergefunden hat. Daß das Spektrum des Sirius anderer Art ist, hat er gleichfalls bemerkt. Ferner hat er einige Linien in Flammen gesehen. Er hat auch gefunden, daß die hellen gelben Linien, die seine Flammen gaben, an derselben Stelle liegen, wie die D-Linien in der Sonne. Aber ihm blieb die Entdeckung von der Zuordnung bestimmter Spektrallinien zu bestimmten Elementen, also die Spektralanalyse im heutigen Sinne unbekannt. Er suchte noch nach dem Spektrum der Flamme und der Elektrizität; die Fragestellung beschäftigte ihn aber längst nicht mit der Intensität wie die speziell optischen, führte ihn daher auch nicht so weit wie diese.

Von größter Wichtigkeit sind ferner seine eindringenden Untersuchungen über die optischen Gitter, mit denen er auch Wellenlängenmessungen ausführte. Diese Arbeiten werden in diesem Hefte gesondert behandelt.

Man kann wohl mit Recht Fraunhofer als den Begründer der exakten messenden Spektroskopie feiern. Er selbst ist bei aller wissenschaftlicher Gründlichkeit in seiner Einstellung immer der praktische Physiker geblieben. Er schließt seine epochemachende erste Abhandlung: „Bei allen meinen Versuchen dürfte ich, aus Mangel an Zeit, hauptsächlich nur auf das Rücksicht nehmen, was auf praktische Optik Bezug zu haben schien". . . . So hat er sich selbst nach Beendigung der spektroskopischen Arbeiten, die für ihn Vorarbeiten waren, sofort an die Konstruktion großer achromatischer Fernrohre begeben, die in seiner Zeit einen beträchtlichen Fortschritt darstellten.

(Eingegangen am 30. April 1926.)

[2]) W. H. Wollaston, Phil. Trans. **2** (1802), 365—380.

Die physikalischen Eigenschaften der Gläser in Abhängigkeit von der Zusammensetzung.

III. Die Viskosität der Gläser.

Von G. Gehlhoff und M. Thomas.

(Mitteilung aus dem glastechnischen Laboratorium der Osram G. m. b. H. Kommanditgesellschaft, Weißwasser O.-L.)

Inhalt: 1. Literaturübersicht; 2. Versuchsanordnungen, a) Viskositätsmessungen im Entspannungsbereich, b) Messungen bei mittlerer Temperatur (Zähigkeitsbereich), c) Messungen in dünnflüssigem Zustande; 3. Ergebnisse: Einfluß der einzelnen Glasbildner auf die Viskosität; 4. Ergebnisse allgemeiner Art; 5. Zusammenfassung.

1. Literaturübersicht.

Für die glasherstellende und glasverarbeitende Industrie ist die Viskosität bei weitem die wichtigste Eigenschaft des Glases, weil von ihr im wesentlichen die Schmelz- und Arbeitstemperaturen der Glasöfen, die Temperaturen in den Kühlöfen, die Brennereinstellung in der weiterverarbeitenden Industrie sowie überhaupt das ganze Arbeitstempo abhängen.

Die Literatur über die Viskosität von Silikaten bei erhöhter Temperatur ist außerordentlich umfangreich, und zwar, weil dieses Gebiet für die verschiedensten Fachleute, für Mineralogen, Geologen, Physikochemiker, Keramiker und Glasfachleute von größtem, teils praktischem, teils theoretischem Interesse ist. Außerdem bieten die hier nötigen Messungen derartige Schwierigkeiten, daß die Erledigung dieser Arbeiten bisher eine große Zahl von Forschern beschäftigte. Die Schwierigkeiten liegen erstens in den hohen Temperaturen, die die Anwendung der sonst gebräuchlichen Viskositätsmethoden unmöglich machen, zweitens in der außerordentlich starken Veränderung der Viskosität mit der Temperatur, die Viskositätsunterschiede von $1:10^9$ innerhalb der in Frage kommenden Temperaturen ergibt. An dieser Stelle seien nur die zur Charakterisierung der verschiedenen Methoden wichtigen Arbeiten genannt, und zwar, ausgehend von den Viskositätsmessungen bei niederer Temperatur, aufsteigend zu den bei den höchsten Temperaturen.

Als Ersatz für den Schmelzpunkt, den nur kristallisierende Substanzen besitzen, schlägt E. Zschimmer[1]) zur Charakterisierung der Erweichung von Gläsern die Kohäsionstemperatur vor, d. h. die Temperatur, bei der völlig eben geschliffene, „angesprengte" Glasplatten nach bestimmter Zeit aneinanderbacken. Zschimmer erhält bei kurzer Erhitzungszeit höhere, bei langer Erhitzungszeit niedrigere Werte der Kohäsionstemperatur. Nach sehr langer Zeit (30 Minuten) nähern sich die Werte einem konstanten Endwert, den er als charakteristisch für das betreffende Glas ansieht. Seine Messungen beziehen sich auf eine Reihe von Jenaer optischen Gläsern sehr verschiedener Zusammensetzung. Zu einer weiteren Temperatur bestimmter Viskosität kommen E. Zschimmer und H. Schulz[2]) durch Untersuchungen über den Zusammenhang zwischen der Größe der Doppelbrechung und der Härtungstemperatur (Temperatur, von der aus die Abschreckung eines Glasstückes erfolgt). Ihre Beobachtungen lassen sich durch folgende Gleichung darstellen:

$$(\tau_0 - \tau)(S - S_0) = C$$

(τ Härtungstemperatur, S gemessene Spannung, S_0, C, τ_0 Konstanten).

Die Konstante τ_0 ist hierbei eine Temperaturgröße, die einem bestimmten Viskositätsgrad entspricht. Auch hier beziehen sich die Messungen auf optische Gläser willkürlicher Zusammensetzung. Ferner führten Adams und Williamson[3]) in ihren grundlegenden Arbeiten über Schnellkühlung von Gläsern für eine Reihe von optischen Gläsern sehr exakte Untersuchungen über die zeitliche Abnahme der Spannung bei verschiedenen Temperaturen aus. Sie fanden hierbei, daß die Viskositätskonstante, abgesehen von einigen schweren Flintgläsern, nahezu für alle Gläser denselben Temperaturkoeffizienten hat.

Die Größe dieses Temperaturkoeffizienten berechnete Twyman[4]) für ein bestimmtes Glas aus Messungen der Geschwindigkeit, mit der sich ein Glasstab unter bestimmter Belastung bei bestimmter Temperatur auszieht; die Viskosität sinkt nach seinen Rechnungen für das betreffende Temperaturgebiet innerhalb 8° auf den halben Wert. Ferner war es ihm möglich, aus den gleichen Beobachtungen die Temperatur auszurechnen, bei der eine Entspannung eines Glasstückes um einen gewissen Prozentsatz innerhalb gegebener Zeit stattfindet.

Die ersten systematischen Untersuchungen über den Zusammenhang zwischen Zusammensetzung und Entspannungstemperatur (Temperatur, bei der sich die Spannung eines Glasstückes bestimmter Größe innerhalb bestimmter sehr kurzer Zeit ausgleicht) wurden von S. English und W. Turner[5]) an mehreren Reihen von nach Molen variierten Gläsern ausgeführt. Die von ihnen untersuchten Reihen seien hier kurz aufgeführt:

$6\,SiO_2 \cdot 2\,(Na_2O + CaO)$	Ersatz von Na_2O durch CaO
$6\,SiO_2 \cdot 2\,(Na_2O + MgO)$	„ „ Na_2O „ MgO
$6\,SiO_2 \cdot 2\,(Na_2O + Al_2O_3)$	„ „ Na_2O „ Al_2O_3
$6\,SiO_2 \cdot 1{,}1\,Na_2O + 0{,}9\,(CaO + Al_2O_3)$	„ CaO „ Al_2O_3

Leider läßt die Variation nach Molen, wie bereits früher[6]) ausgeführt, vielfach den Einfluß der einzelnen Oxyde nicht so deutlich erkennen, weil, nach Umrechnung in Prozente, in jeder Reihe alle Komponenten geändert werden. Aus dieser Er-

[1]) E. Zschimmer, „Der Kohäsionspunkt", eine neue Konstante des Glases. Silikat-Zeitschr. **2** (1914), 129.

[2]) E. Zschimmer und H. Schulz, Abhängigkeit der Doppelbrechung von der Härtungstemperatur verschieden zusammengesetzter Gläser. Silikat-Zeitschr. **2** (1914), 45 und 76.

[3]) L. H. Adams and E. D. Williamson, The Annealing of Glass. Journ. Franklin Institute **190** (1920), 597.

[4]) F. Twyman, The Annealing of Glass. Journ. of the Soc. of Glass Techn. **1** (1917), 61.

[5]) S. English and W. E. S. Turner, Some Notes on the Annealing of Glass. Journ. of the Soc. of Glass Techn. **2** (1918), 90; The Annealing Temperatures of Magnesia-soda Glasses. Journ. of the Soc. of Glass Techn. **3** (1919), 278; The Annealing Temperatures of the Lime-Soda Glasses. Journ. of the Soc. of Glass Techn. **3** (1919), 125. — S. English, F. W. Hodkin, C. M. M. Muirhead and W. E. S. Turner, The Influence of Silica on the Annealing Temperature of Glass. Journ. of the Soc. of Glass Techn. **4** (1920), 387. — S. English and W. E. S. Turner, The Effect of Aluminium on the Annealing Temperatures of Glass. Journ. of the Soc. of Glass Techn. **5** (1921), 115.

[6]) G. Gehlhoff und M. Thomas, Die physikalischen Eigenschaften der Gläser in Abhängigkeit von der Zusammensetzung. I. Über das elektrische Leitvermögen von Gläsern. Zeitschr. f. techn. Phys. **6** (1925), 544.

kenntnis heraus variierten English und Turner[7]) in einer Untersuchung über den Einfluß der Borsäure auf die verschiedenen Eigenschaften der Gläser später nach Gewichtsprozenten. Ihre Reihen haben die folgende Zusammensetzung:

80 % ($SiO_2 + B_2O_3$), 20 % Na_2O, } Ersatz von SiO_2
90 % ($SiO_2 + B_2O_3$), 10 % Na_2O, } durch B_2O_3.

In der ersten Reihe fand sich bemerkenswerterweise ein ausgesprochenes Maximum der Entspannungstemperatur bei etwa 15 %.

Von Viskositätsmessungen bei hohen Temperaturen seien die folgenden Arbeiten genannt: G. Tammann[8]) verwandte das von Stokes vorgeschlagene Verfahren, die Fallgeschwindigkeit einer Kugel zu messen, zur Viskositätsbestimmung von einigen organischen Flüssigkeiten. Als Versuchsmaterial diente ein winzig kleines Platinkügelchen (etwa 1 mm Durchmesser). Da die Methode verhältnismäßig zeitraubend war, maß er bei einer umfangreicheren Untersuchung die Viskosität durch Beobachtung der Bewegungsgeschwindigkeit von dünnen Glaszylindern, die mit einer gewissen Kraft durch die Flüssigkeit hindurchgezogen wurden. Diese Methode verwandte auch Greiner[9]) unter Benutzung eines Platinzylinders zu einer sehr umfangreichen Untersuchung über die Viskosität von Silikatschmelzen. In dieser Arbeit, die wesentlich mineralogisches und geologisches Interesse hat, stellte er u. a. den Einfluß der wichtigsten gesteinbildenden Komponenten: SiO_2, Al_2O_3, Fe_2O_3, FeO, CaO, MgO, K_2O, Na_2O auf die Viskosität fest, wobei er von Na_2SiO_3 ausging und steigende Mengen der genannten Oxyde zufügte. Da die hier untersuchten Schmelzen in der Mehrzahl keine technisch verwendbaren Gläser darstellen, ist die Arbeit im wesentlichen nur der Methode wegen für das vorliegende Thema zu erwähnen.

Direkten Bezug auf die Glasindustrie haben Messungen des Jenaer Glaswerkes nach einer nicht angegebenen Methode über die Viskosität von SiO_2-Na_2O-Gemischen.[10])

Weitere relative Viskositätsbestimmungen wurden von J. Mellor, A. Latimor und A. Holdcroft[11]) ausgeführt. Sie bestimmten im Erhitzungsmikroskop diejenige Temperatur, bei welcher eckige, kantige Glasstücke anfangen, sich abzurunden, d. h. also die Temperatur, bei welcher die Moleküle so beweglich werden, daß sie die stabile Gleichgewichtslage annehmen und einen Körper möglichst geringer Oberfläche bilden. Sie stellten so die Sinterungstemperatur einer Reihe von $SiO_2 \cdot PbO$-Gemischen fest. Ähnlich verfuhren Beck und Stegmüller[12]), die die Temperatur feststellten, bei welcher sich die aus dem Glas hergestellten feinen Körper zu einer zusammenhängenden Masse vereinigen, und zwar nach dem Prinzip, daß im Augenblick des Zusammenfließens der Körner die nunmehr zusammenhängende Masse stromleitend wird. Auch ihre Messungen beziehen sich auf eine Reihe von Bleisilikaten.

Ähnliche relative Viskositätsbestimmungen führte v. Vesely[13]) aus, der die Zeit bestimmte, die zwei unter bestimmtem Gewicht stehende, stets zu Anfang in gleicher Stellung befindliche, hakenförmig gebogene Metalldrähte brauchen, um eine Glasperle bestimmter Größe zu durchschneiden. Er untersuchte nach dieser Methode den Einfluß von Na_2O, K_2O, CaO, MgO auf die Viskosität, indem er einem als Grundglas dienenden Thüringer Glase wachsende Mengen dieser Oxyde zusetzte. Seine Messungen sind naturgemäß nur relativer Art, immerhin geben sie wegen der Systematik ein recht gutes Bild.

Absolute Viskositätsmessungen von Schmelzen bei hoher Temperatur führte zum ersten Male K. Arndt[14]) aus. Er arbeitete nach der bereits von Tammann benutzten Methode eines fallenden Platingewichtes. Die Reduktion seiner Messungen auf CGS-Einheiten bewirkte er durch Eichung seines Apparates mit einer Substanz, deren absoluter Viskositätswert genau bekannt war. Die von ihm untersuchten Schmelzen B_2O_3, Na_3PO_4 usw. sind hier nicht von Interesse. C. Doelter und H. Sirk[15]) benutzten die Arndtsche Methode zur Viskositätsmessung von synthetischem Diopsid. J. Massen, L. Gilbert und H. Buckley[16]) schlugen zur Verbesserung der Arndtschen Methode vor, anstatt die Geschwindigkeit der fallenden Kugel an der Bewegung eines Zeigers zu be-

[7]) S. English and W. E. S. Turner, The Influence of Boric Oxide on the Annealing Temperature of Borosilicate Glasses. Journ. of the Soc. of Glass Techn. **7** (1923), 73.

[8]) G. Tammann, Über die Viskosität unterkühlter Flüssigkeiten. Zeitschr. f. physik. Chemie **28** (1899), 17.

[9]) E. Greiner, Über die Abhängigkeit der Viskosität in Silikatschmelzen von ihrer chemischen Zusammensetzung. Diss. Jena 1907.

[10]) R. Schaller, Über die Fortschritte der Glasindustrie seit 25 Jahren. Zeitschr. f. angew. Chemie **22** (1909), 2369.

[11]) J. W. Mellor, A. Latimor and A. D. Holdcroft, Trans. Engl. Cer. Soc. **9** (1909/10), 126; referiert Sprechsaal **44** (1911), 427.

[12]) Beck und Stegmüller, Zur Kenntnis der bleihaltigen Glasuren und deren Bleiabgabe an saure Flüssigkeiten. Chemiker-Zeitung, Repertor. **34** (1910), 459 und **35** (1911), 613.

[13]) v. Vesely, Über die Viskosität des Glases. Sprechsaal **44** (1911), 441 und 456.

[14]) K. Arndt, Zähigkeitsmessungen bei hohen Temperaturen. Zeitschr. f. Elektrochemie **13** (1907), 578.

[15]) C. Doelter und H. Sirk, Die Bestimmung des Absolutwertes der Viskosität bei Silikatschmelzen. [Sitz.-Ber. d. k. Akad. d. Wissensch. Wien **20** (1911), 659.]

[16]) J. Masson, L. Gilbert und H. Buckley, A suggested Method of the Determination of the absolute Viscosity of Molten Glass. Journ. of the Soc. of Glass Techn. **5** (1921), 337.

obachten, die Bewegung der Platinkugel selbst durch röntgenographische Aufnahme zu bestimmen.

Weitere sehr exakte absolute Viskositätsmessungen unternahmen E. Washburn und G. Shelton[17]), und zwar in der Art, daß sie die Rotationsgeschwindigkeit eines im Glas sich unter bestimmtem Drehmoment drehenden Zylinders maßen. Diese Methode gestattete einen bei weitem größeren Bereich der Viskosität zu bestimmen, als die Methode der fallenden Kugel. Eine Reduktion auf absolute Werte erfolgte durch Eichung mit verschiedenen Flüssigkeiten in kaltem Zustande. Nach dieser Methode bestimmten sie die Viskosität-Temperatur-Kurven einiger optischer Gläser und vor allem zahlreicher Kalk-Natron-Gläser.[18]) Aus den letzten Messungen stellten sie das Viskositätsdiagramm des Systems SiO_2 — Na_2O — CaO, soweit es für die Glasindustrie in Frage kommt, auf.

Die umfassendsten Versuche über den Zusammenhang zwischen der Viskosität von Gläsern und ihrer Zusammensetzung führte S. English[19]) aus. Bei niederer Temperatur maß er die Viskosität, indem er die Geschwindigkeit bestimmte, mit der ein Glasstab sich unter bestimmten, stets konstant gehaltenen Bedingungen auszieht. Bei höherer Temperatur bediente er sich der von Washburn benutzten Methode. Die nach den beiden Verfahren erhaltenen Teilkurven lassen sich meist sehr gut aneinanderpassen. Seine Messungen beziehen sich auf die schon oben angeführten, nach Molen variierten dreikomponentigen Reihen zur Feststellung des Einflusses von Na_2O, CaO, MgO, Al_2O_3 auf die Viskosität, ferner auf nach Gewichtsprozenten variierte Reihen von Borsäuregläsern. Weiterhin dehnte English seine Messungen auf vierkomponentige Gläser der Molzusammensetzung

$$6\,SiO_2,\ 1{,}2\,Na_2O,\ 0{,}8\,(CaO + MgO)$$

aus, wobei CaO durch MgO ersetzt wurde, und

$$6\,SiO_2,\ 1{,}1\,Na_2O,\ 0{,}9\,(CaO + Al_2O_3),$$

wobei CaO durch Al_2O_3 ersetzt wurde. In beiden Reihen fanden sich Minima für die Temperaturen gleicher Viskosität bei bestimmter Zusammensetzung, und zwar bei der ersten Reihe durchgehend bei allen Viskositätsgraden, bei den zweiten nur bei den höheren Viskositätsgraden (niederen Temperaturen). Diese Untersuchung ist deshalb von sehr großer Wichtigkeit, weil durch sie die gute Verarbeitbarkeit der durchweg CaO und Al_2O_3 enthaltenden Thüringer Gläser und der in den letzten Jahren für Spezialzwecke verwandten Kalk-Magnesia-Gläser erklärt wird, und weil sich auf Grund dieser und weiterer in gleicher Richtung gehenden Untersuchungen die genannten Glasarten vielleicht noch verbessern lassen.

Aus den Messungen von S. English, wie auch bereits aus denen von Washburn, die beide einen sehr großen Bereich der Viskosität-Temperatur-Kurve nach exakten Methoden maßen, geht hervor, daß die Beziehung zwischen dem Logarithmus der Viskosität und der Temperatur nicht, wie bisher näherungsweise angenommen, linear ist, daß vielmehr der Temperaturkoeffizient der Viskosität mit steigender Temperatur erheblich abnimmt. Le Chatelier[20]) glaubt aus dieser außerordentlichen Verschiedenheit des Temperaturkoeffizienten bei niederer und höherer Temperatur auf zwei allotrope Modifikationen der Gläser schließen zu können, von denen die eine bei niederer, die andere bei höherer Temperatur beständig ist. Gestützt zu werden scheint ihm diese Annahme durch die in der Gegend des Entspannungsbereiches auftretende Stelle vermehrter Wärmeabsorption und Änderung des Ausdehnungskoeffizienten. Ein Versuch hingegen, durch Auftragen des doppelten Logarithmus der Viskosität gegen die Temperatur aus den kontinuierlichen Viskositätskurven von English zwei Gerade zu erhalten, die nahezu unter 180° zusammenstoßen und dort einen Knick bilden, scheint uns wenig glücklich, zumal die diesem Knick entsprechende Temperatur etwa 300° über der Temperatur vermehrter Wärmeabsorption liegt. Erfolgreicher erscheint uns folgendes Verfahren G. Fulcher's[21]), die Messungen von English weiter auszuwerten, nämlich den Differential-Quotienten des Logarithmus der Viskosität nach der Temperatur pro Prozent des variierten Oxyds als Funktion der Temperatur aufzutragen. Fulcher erhält auf diese Weise jeweils zwei geradlinige Äste der Viskositätskurve, die unter nahezu 90° zusammenstoßen. Die Temperatur des Knicks setzt er als identisch mit der oberen Entglasungstemperatur an und gibt Beispiele, die diese Annahme wahrscheinlich machen.

Der Methode halber sei hier auf die kürzlich ausgeführte Messung über die Viskosität des Eisens

[17]) E. W. Washburn and G. R. Shelton, The Viscosity Temperature Curves of six Varieties of Optical Glass. The Phys. Review **15** (1920), 149.

[18]) E. W. Washburn, Measurement of the Viscosity and surface Tension of Viscosis Liquids at high Temperatures. Recueil des travaux Chimiques des Pays Bas **42** (1923), 686.

[19]) S. English, The Effect of Various Constituents on the Viscosity of Glass near its Annealing Temperature. Journ. of the Soc. of Glass Techn. **7** (1923), 25; The Effect of Composition on the Viscosity of Glass, Part II. Journ. of the Soc. of Glass Techn. **8** (1924), 205; dasselbe Part III, **9** (1925), 83.

[20]) H. Le Chatelier, Sur la viscosité des verres. Compt. rend. **179** (1924), 517; On the Viscosity and Allotropy of Glass. Journ. of the Soc. of Glass Techn. **9** (1925), 12.

[21]) G. S. Fulcher, Analysis of Recent Measurements of the Viscosity of Glasses, Part I und II. Journ. of the Americ. Cer. Soc. **8** (1925), 349 und 789.

hingewiesen[22]), wo als Maß für die Viskosität das logarithmische Dekrement eines bifilar aufgehängten, in die Schmelze eintauchenden Pendels diente.

2. Versuchsanordnungen.

a) Entspannungsbereich. Die umfassenden Arbeiten von Washburn und English, welche die besten Leistungen auf diesem Gebiet darstellen, schienen uns in mehrfacher Richtung ergänzenswert. Erstens haben aus mehrfach angeführten Gründen die Untersuchungen von nach Gewichtsprozenten variierten Gläsern viele Vorzüge vor nach Molen variierten. Zweitens hielten wir es für wünschenswert, die Untersuchungen auf alle gebräuchlichen Glasbildner auszudehnen.

Als Versuchsmaterial dienten uns die bereits zu anderen physikalischen Messungen hergestellten Versuchsgläser mit nach Gewichtsprozenten variierter Zusammensetzung.[23]) Da wir Wert darauf legten, die Variation der Glasbildner auch bis zu sehr extremer Glaszusammensetzung zu treiben, also Gläser zu untersuchen, die sich im Hafenglasofen wegen der extremen Härte oder Weichheit oder sonstiger störender Erscheinungen (Entglasung usw.) nicht erschmelzen lassen, mußten wir für diese Versuche mit kleinen, im Laboratorium nergestellten Schmelzen (von etwa 120 g) vorlieb nehmen und die Methode den kleinen Mengen entsprechend wählen.

Es kam uns bei unseren Versuchen nicht so sehr darauf an, die ganzen Temperatur-Viskosität-Kurven zu messen, als vielmehr den Einfluß der Glasbildner auf bestimmte, für die Glasfabrikation wichtige Bereiche der Viskositätskurve zu erfassen, und zwar 1. im Entspannungsbereich, 2. in einem Bereich, der für die Verarbeitung in der Gebläseflamme in Betracht kommt, und endlich 3. in dem für die Arbeit am Glasofen wichtigsten Bereich.

Um eine für jedes Glas charakteristische Temperatur bestimmter Viskosität in der Gegend des Entspannungsbereiches zu erfassen, wandten wir folgende Methoden an:

Erstens stellten wir die Temperatur fest, bei der ein Glasstab unter Belastung mit bestimmtem Gewicht bei bestimmter Anheizgeschwindigkeit sich um einen gewissen Betrag durchbiegt. Der Versuch wurde in der Art ausgeführt, daß ein Glasstab bestimmter Länge (l = 23 cm) auf zwei in einem horizontal liegenden elektrischen Ofen befindliche Schneiden aufgelegt und in der Mitte mit einem gegen das Eigengewicht des Stabes großen Gewicht (160 g) belastet wurde (Abb. 1). Das unten mit einer vernickelten Messingkugel versehene Gewicht berührte in bestimmter Höhe einen Platinkontakt, wodurch der Stromkreis einer Klingel geschlossen wurde. Der Kontakt konnte auf einer genau geschnittenen Spindel meßbar auf- und abwärts bewegt werden; bei fertiggestellter Versuchsanordnung wurde die Spindel bis zum Kontaktschluß hinaufgeschraubt, ihre Stellung an einer Skala abgelesen und sie dann um eine bestimmte Strecke herunter

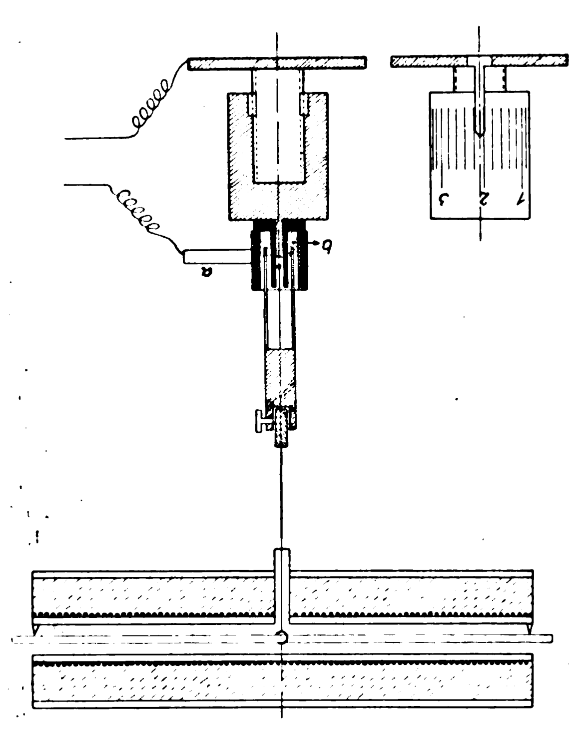


Abb. 1. Apparat zur Bestimmung von Erweichungstemperaturen nach der Biegungsmethode.
a) Schleifkontakt. b) Hg.
Ofenisolierung.
Hartgummi.
Metall.

gesenkt. Auf diese Weise ließ sich mit der vergleichsweise großen Genauigkeit von $\pm 2^0$ feststellen, bei welcher Temperatur sich ein Glasstab von bestimmtem Durchmesser um einen bestimmten Betrag, etwa um 3 mm, durchbiegt. Für Glasstäbe von verschiedenem Durchmesser lassen sich die so definierten Temperaturen der Durchbiegung auf einen Normaldurchmesser reduzieren. Der Einfluß der Anheizzeit geht aus Abb. 2 hervor; bei geringer Anheizzeit liegt die Temperatur der Durchbiegung naturgemäß hoch, bei langsamer Anheizzeit tiefer, eine mittlere Anheizzeit ist für die Genauigkeit der Versuche am günstigsten. Diese Methode ist besonders einfach und gestattet deshalb Betriebsuntersuchungen in sehr kurzer Zeit und von ungeübtem Personal.

[22]) P. Oberhoff und A. Wussmer, Über den Einfluß der Temperatur und der chem. Zusammensetzung auf die Viskosität des Eisens. Stahl u. Eisen, 45 (1925), 969.

[23]) G. Gehlhoff u. M. Thomas, Die physikalischen Eigenschaften der Gläser in Abhängigkeit von der Zusammensetzung. I. Über das elektrische Leitvermögen von Gläsern, a. a. O.

Ein Hauptnachteil der Methode ist der Umstand, daß die Gläser in Form von Stäben mit genauen Dimensionen vorliegen müssen.

Weniger abhängig von der Form ist man bei der optischen Bestimmung der Entspannungstemperatur. Hier sind kleine Glasstücke ausreichend, die man

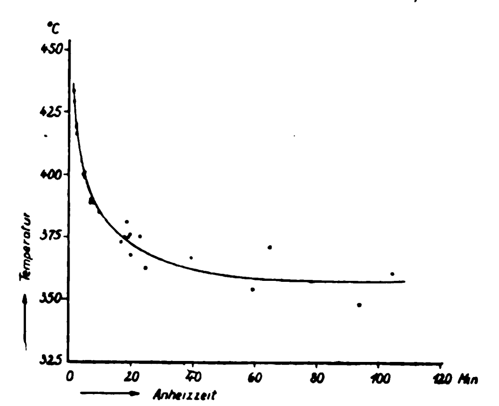


Abb. 2. Erweichungstemperatur (durch Biegung bestimmt) in Abhängigkeit von der Anheizzeit.

sich auf gewünschte Dimensionen zuschneiden und schleifen kann. Genaue Bestimmungen, die sich nur durch quantitative Verfolgung der Spannung erzielen lassen, sind sehr zeitraubend und umständlich. Ein einfacheres Verfahren, wie wir es bei früheren Untersuchungen über den Einfluß der Glasbildner auf die Entspannungstemperatur[24]) benutzten, bei der diejenige Temperatur als Entspannungstemperatur definiert ist, wo ein Glasstäbchen bestimmter Größe bei bestimmter Anheizgeschwindigkeit seine Spannung quantitativ verliert, besitzt nicht dieselbe Genauigkeit. Die Entspannungstemperaturen lassen sich in dieser Art nur auf etwa 5^0 genau bestimmen, da die Abschätzung des Augenblickes, wann das Stück völlig spannungsfrei ist, etwas subjektiv ist.

Weitere Verfahren einer Viskositätsbestimmung im Entspannungsbereich beruhen darauf, die Temperaturen festzustellen, bei denen die in der Gegend der Entspannungstemperatur offenbar sich vollziehende Umwandlung durch die Änderung verschiedener physikalischer Eigenschaften erkennbar ist. Die Änderung des Ausdehnungskoeffizienten[25]) mit der Temperatur vollzieht sich so langsam, daß eine genaue Temperaturbestimmung hier nicht möglich ist.

Bei weitem exakter ist das Verfahren, die Temperatur der vermehrten Wärmeabsorption[26]) durch thermische Analyse festzustellen. Abb. 3 zeigt die zu diesen Messungen von uns benutzte Anordnung, die ohne weiteres verständlich ist. Der Ofen war innen mit einem Kupfermantel ausgekleidet, so daß über einen großen Bereich im Innern absolute Konstanz der Temperatur gewährleistet war. Das zu untersuchende Glas und die Vergleichssubstanz (Porzellanmehl der Berliner Manufaktur) befanden sich in je einem kleinen Platin-

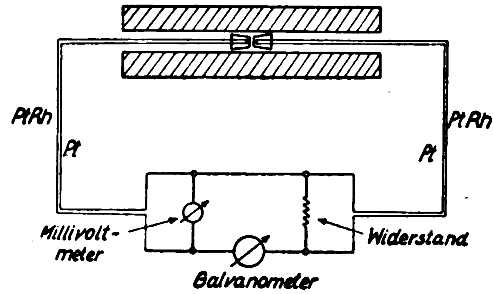


Abb. 3. Schaltskizze für thermische Analyse.

tiegelchen, Tiegel und Thermoelement mit dem zur Isolation dienenden Porzellanrohr in einem Marquardtrohr, welches in den Kupfermantel eingeführt wurde. Das Differentialthermoelement ließ sehr feine Temperaturunterschiede erkennen; Temperaturdifferenzen von $^1/_{20}{}^0$ gaben im Fernrohr einen Ausschlag von einem Skalenteil. Da aus den vorliegenden Untersuchungen[27]) hervorging, daß getemperte Gläser erheblich größere Wärme-

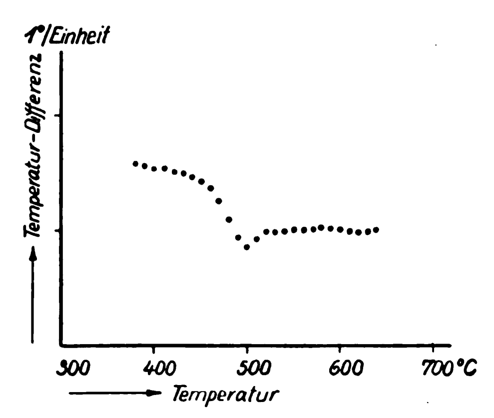


Abb. 4. Bestimmung des Umwandlungspunktes im Entspannungsbereich durch thermische Analyse.

absorption geben als nicht getemperte, wurden die zu untersuchenden Gläser vor der Messung getempert und dann gepulvert. Abb. 4 zeigt in dieser Art aufgenommene Kurven, welche die Gegend der vermehrten Wärmeabsorption im Ent-

[24]) G. Gehlhoff u. M. Thomas, Schnellkühlung von Glas, Zeitschr. f. techn. Phys. **6** (1925), 333.

[25]) C. G. Peters u. C. H. Cragoe, Scient. Pap. Bur. of Stand. No. 393, 1920. — Lafon, Compt. rend. **175** (1922), 955—958, No. 21. — M. So, Tokyo Proc. Math.-Phys. Soc. **9** (1917—1918), 425.

[26]) Tool und Valasek, Scient. Pap. Bur. of Stand. No. 358, 1920.

[27]) A. Tool und C. Eichlin, Bullet. Bur. Standards **16** (1920), 340—364. — A. Tool und Valasek, Bullet. Bur. Standards **15** (1919), 537—571. — Peters u. Cargoc, Bullet. Buc. Standards **15** (1919), 449—487.



spannungsbereich erkennen lassen. Die Temperatur größter Wärmeabsorption ließ sich bei bestimmter Anheizzeit ohne weiteres mit einer Genauigkeit von $\pm 2^0$ messen.

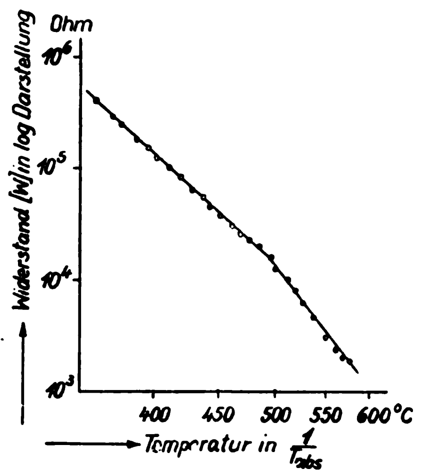


Abb. 5. Spezifischer Widerstand eines Thüringer Glases in Abhängigkeit von der Temperatur.

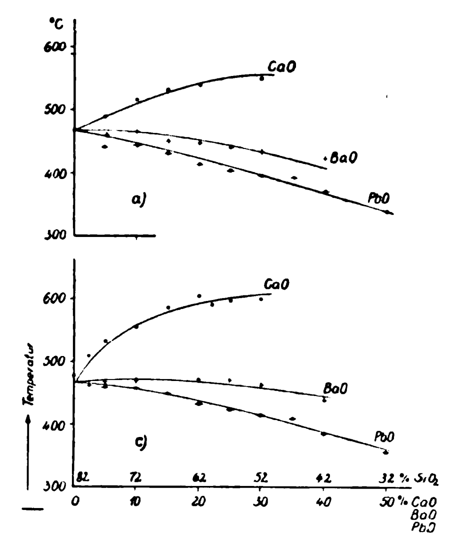
Ein weiteres Verfahren, eine für jedes Glas charakteristische Temperatur bestimmter Viskosität im Entspannungsbereich zu ermitteln, bot uns die von Schönborn[28]) festgestellte Tatsache, daß der Temperaturkoeffizient des elektrischen Leitvermögens im Entspannungsbereich eine sprunghafte Änderung erfährt. Die Untersuchungen wurden in der bereits a. a. O.[29]) angeführten Art ausgeführt. Da die Leitfähigkeit bei den in Frage stehenden Temperaturen bereits so hoch war, daß bei Gleichstrom störende Polarisations- und Ventilwirkungen auftraten, wurde die Messung mit Wechselstrom ausgeführt. Abb. 5 zeigt eine in dieser Art mit einer Anheizgeschwindigkeit von 5^0 pro Minute aufgenommene Messung, welche die genaue Bestimmbarkeit des Knicks ($\pm 1^1/_2{}^0$) sehr gut erkennen läßt. Eine Anheizgeschwindigkeit von 5^0 pro Minute ist eine der günstigsten; bei größerer Anheizgeschwindigkeit liegt die Temperatur des Knicks naturgemäß höher, da das Glasstück nicht in seiner ganzen Ausdehnung der Temperatursteigerung folgt. Infolgedessen wird die Temperaturbestimmung auch hier ungenauer. Bei sehr geringer Anheizgeschwindigkeit wird der Knick nicht scharf, die Temperatur-Widerstandskurve geht vielmehr allmählich von der einen Richtung in die andere über. Nähere Einzelheiten finden sich in einer noch unveröffentlichten Dissertation von M. Fulda.[30]) Da diese letztere Methode sehr große Genauigkeit gewährleistet, verwandten wir sie, nachdem wir uns über ihre Brauchbarkeit orientiert hatten, ausschließlich zur Charakterisierung einer im Entspannungsbereich liegenden Temperatur bestimmter Viskosität.

In der Abb. 6 sind eine Reihe von Kurven zusammengestellt, die nach den verschiedenen hier

[28]) H. Schönborn, Über die elektrische Leitfähigkeit und Umwandlungspunkte von Gläsern. Zeitschr. f. Phys. **22** (1924), 305.

[29]) G. Gehlhoff u. M. Thomas, Die physikalischen Eigenschaften der Gläser in Abhängigkeit von der Zusammensetzung. I. Über das elektrische Leitvermögen von Gläsern, a. a. O.

[30]) M. Fulda, Über das elektrische Leitvermögen der Gläser. Diss. (voraussichtlich Greifswald 1926).



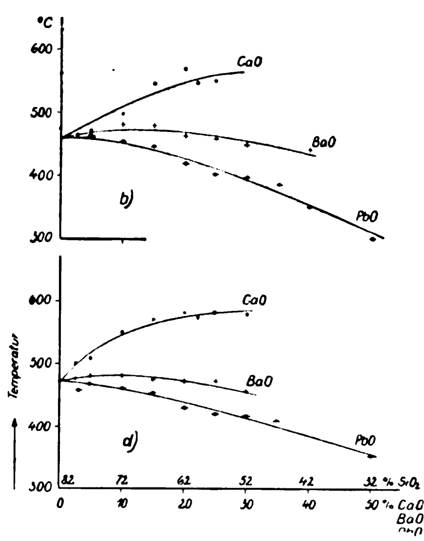


Abb. 6. Viskositätsmessungen im Entspannungsbereich von Gläsern der Zusammensetzung 82 % (SiO_2 + CaO oder BaO oder PbO) 18 % Na_2O.

a) Biegungsmethode.
b) Optische Beobachtung der Entspannung.
c) Bestimmung der Umwandlungspunkte durch thermische Analyse.
d) Bestimmung der Umwandlungspunkte durch Leitfähigkeitsmessung.

aufgeführten Methoden gemessen wurden, um den Einfluß von CaO, BaO und PbO auf die Viskosität im Entspannungsbereich festzustellen. Ein nennenswerter Unterschied in dem Verlauf der verschiedenen Kurven ist nicht zu erkennen, wenn auch die absoluten Zahlenwerte etwas verschieden sind. Die im folgenden ausschließlich angewandte Methode der Leitfähigkeitsmessungen scheint also gerechtfertigt.

b) Zähigkeitsbereich. Für den etwa 100^0 oberhalb des Entspannungsgebietes beginnenden

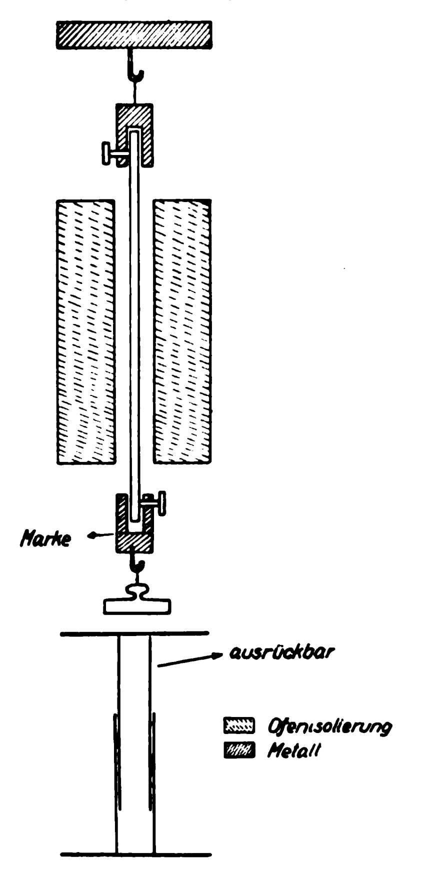


Abb. 7. Apparat zur Bestimmung der Viskosität im Zähigkeitsbereich.

Viskositätsbereich, der für die glasverarbeitende Industrie, Verarbeitung vor der Lampe und Maschine von größter Bedeutung ist, und für den wir den Ausdruck „Zähigkeitsbereich" vorschlagen, würde sich am besten die von English[31]) angegebene Methode der Viskositätsbestimmung eignen, nämlich die Geschwindigkeit zu bestimmen, mit der sich ein Glasstab bei bestimmter Temperatur unter bestimmtem Gewicht auszieht. Nach dieser Methode läßt sich durch Messung bei verschiedenen Temperaturen die Viskosität in einem Temperaturbereich von etwa 150^0 erfassen. Derartige Messungen erfordern indessen eine große Menge guten Stabmaterials. Da aber aus unseren kleinen Schmelzen längst nicht die genügende Menge an gleichmäßigen Stäben vorlag, änderten wir die Methode in der Art ab, daß wir (Abb. 7) einen Stab bestimmter Länge (15 cm) in einem vertikal stehenden elektrischen Ofen mit bestimmtem Gewicht (150 g) belasteten, den Ofen mit bestimmter Anheizgeschwindigkeit anheizten und mit dem Mikroskop diejenige Temperatur feststellten, bei der eine Verlängerung des Stabes um einen gewissen Betrag (1,58 mm) eingetreten war. Durch Vorversuche hatten wir uns davon überzeugt, daß bei einer Anheizgeschwindigkeit von 20^0 pro Minute dieser Punkt auf $\pm 2^0$ genau erhalten werden kann. Bei größerer Anheizgeschwindigkeit wurden höhere, bei geringerer Anheizgeschwindigkeit tiefere Temperaturwerte erhalten

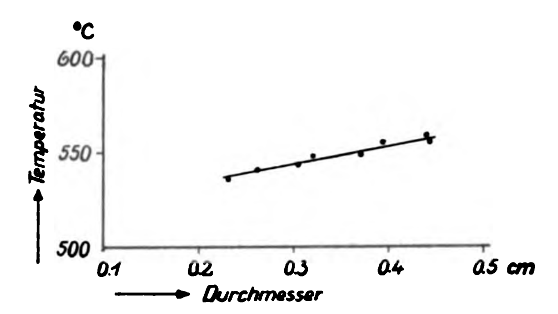


Abb. 8. Zähigkeitstemperatur in Abhängigkeit vom Durchmesser.

(analog Abb. 2). Sowohl bei größerer als auch bei geringerer Anheizgeschwindigkeit ließ sich die oben definierte „Zähigkeitstemperatur" nicht mit derselben Genauigkeit messen, wie bei der mittleren, von uns gewählten Geschwindigkeit von 20^0 pro Minute. Da die Stäbe aus den verschiedenen Schmelzen nicht alle gleiche Dicke hatten, wurden die Temperaturwerte gemäß Abb. 8, welche die Abhängigkeit der „Zähigkeitstemperatur" von der Stabdicke zeigt, auf einen Normaldurchmesser von 3,2 mm, den die meisten Stäbe aufweisen, reduziert. Dieser so definierte Wert der Zähigkeitstemperatur entspricht einer Viskosität von etwa $4 \cdot 10^8$ CGS-Einheiten. Diese Zahl wurde in der Art festgestellt, daß für mehrere Fabrikationsgläser, die in großen Mengen vorlagen, die Temperatur-Viskosität-Kurven in der von English angegebenen, oben skizzierten Art aufgenommen und durch Aneinanderpassen mit den bei höheren Temperaturen liegenden Kurven geringer Viskosität, deren Werte in CGS-Einheiten vorlagen, ebenfalls auf Normalwerte gebracht wurden (Abb. 9); für die nach dem obigen Verfahren gemessenen „Zähigkeitstemperaturen" dieser Gläser ließ sich dann aus Abb. 9 der genannte absolute Wert ermitteln.

[31]) S. English, a. a. O.

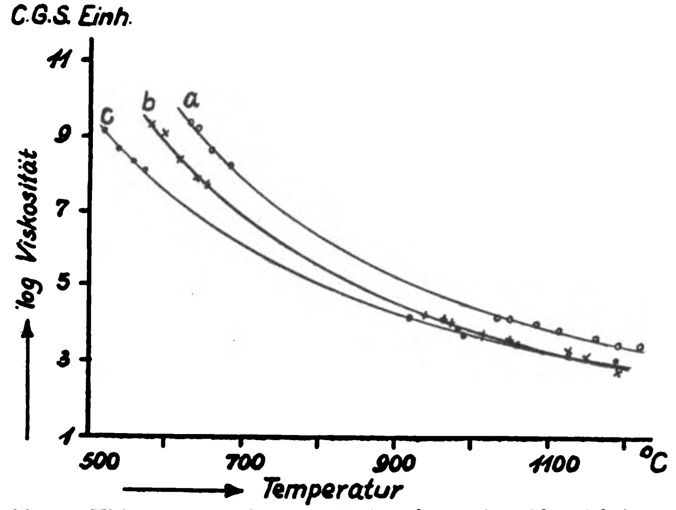


Abb. 9. Viskosität von drei Fabrikationsgläsern in Abhängigkeit von der Temperatur.

a) Hartes resistentes Apparateglas. b) Mittelhartes Kalk-Magnesiaglas. c) Weiches Bleiglas.

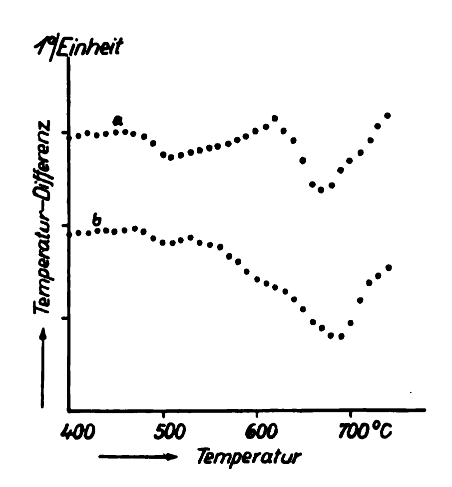


Abb. 10b. Haltepunktsmessungen an einem Thüringer Glas.

a) Messung an einem frisch gepulverten Glas.
b) Darauffolgende Messung an demselben Glas nach erneuter Pulverisierung.

Eine weitere Viskositätsmessung in diesem Temperaturgebiet gründete sich auf folgende zufällige Beobachtung. Bei der Aufnahme der Temperaturen vermehrter Wärmeabsorption durch thermische Analyse (Abb. 10) ergab sich etwa 100° oberhalb des Entspannungsgebietes eine zweite Stelle starker Wärmeabsorption. Diese Wärmeabsorption ist unseres Erachtens nicht auf eine zweite Umwandlung zurückzuführen. Auch hat sie, wie durch gleichzeitige mikroskopische Beobachtung festgestellt wurde, nichts mit Entglasung zu tun, vielmehr scheint sie uns einfach darauf zu beruhen, daß das im Tiegel befindliche Glaspulver bei diesen Temperaturen zusammenbackt, dadurch seine Gestalt verändert und so das Wärmegleichgewicht in der Anordnung stört. Gestützt

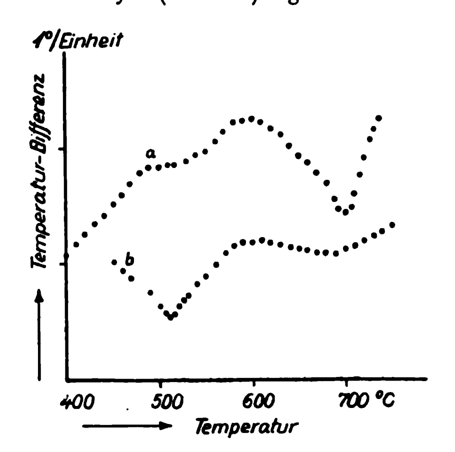


Abb. 10a. Haltepunktsmessungen an einem Thüringer Glas.

a) Messung an einem frisch gepulverten Glas.
b) Messung an demselben Glase bei unverändert gelassener Anordnung.

wird diese Annahme dadurch, daß nach Erkaltenlassen des Ofens und erneuter Messung ohne Veränderung der Anordnung diese Wärmeabsorption ausbleibt (Abb. 10a). Zerkleinert man dagegen dasselbe zusammengesinterte Glas von neuem, so tritt auch die Wärmetönung wieder auf (Abb. 10b).

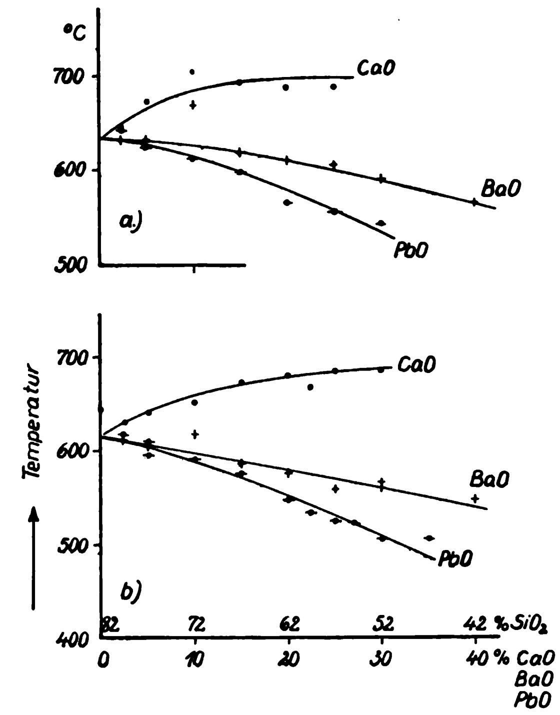


Abb. 11. Viskositätsmessungen im Zähigkeitsbereich
a) durch thermische Analyse,
b) durch Beobachtung der Ausziehgeschwindigkeit von Glasstäben.



Auch tritt diese Anomalie nicht mit genau derselben Gleichmäßigkeit und Regelmäßigkeit auf, wie die in der Entspannungszone, d. h. die Absorptionszacke ist mal tiefer, mal flacher; dieses würde unserer Anschauung nach auf die mehr oder weniger zufällige Lage des Thermoelementes im Tiegel, sowie auf seine mehr oder weniger gute Berührung mit dem Pulver zurückzuführen sein.

Diese Methode, die vor der Methode des Ausziehens von Stäben den Vorteil hätte, daß man von der zufälligen Form des Glasstückes unabhängig ist, besitzt leider nicht dieselbe Genauigkeit wie das Ziehverfahren. Die Temperaturen lassen sich auf höchstens $\pm 5^0$ genau bestimmen. Vielleicht ließe sich durch exaktere Anordnung des Thermoelementes im Tiegel eine brauchbarere Meßmethode gewinnen.

Abb. 11 zeigt zum Vergleich die nach diesen beiden Verfahren gemessenen Kurven, die den Einfluß von CaO, BaO und PbO auf die Viskosität in diesem Bereich erkennen lassen. Abgesehen von dem etwas verschiedenen Absolutwert der Temperaturen ist der Verlauf der Kurven *a* und *b* identisch; die beiden Methoden geben also vergleichbare Werte. Wegen ihrer etwas größeren Genauigkeit wurde die Methode des Ausziehens verwandt.

Auch die Sinterungstemperaturen (siehe Abschnitt I) versuchten wir zum Vergleich der Zähigkeit in diesem Bereich hineinzuziehen. Jedoch ergaben sich bis jetzt viel ungeklärte Unstimmigkeiten mit den nach dem Ziehverfahren gewonnenen Viskositätswerten, so daß wir auf Anwendung der Sinterungsmethode vorläufig verzichteten. Wahrscheinlich rühren diese Unstimmigkeiten daher, daß das gepulverte Material sehr leicht entglast, leichter als kompaktes Material. Es soll hierüber später besonders berichtet werden.

c) Flüssigkeitsbereich. Für den Viskositätsbereich, der an den im vorigen Abschnitt behandelten nach höheren Temperaturen zu anschließt, und in dem sich das Glas ganz wie eine Flüssigkeit verhält, wurde das von Washburn[32]) und auch von English[33]) ausgearbeitete Verfahren, die Drehungsgeschwindigkeit eines in der Schmelze befindlichen Rührers zu bestimmen, gewählt. Entsprechend den geringen zu Gebote stehenden Mengen wurde das Verfahren in der Art modifiziert, daß alle Maße gegenüber den Apparaten von Washburn und English erheblich verkleinert wurden. Der Platintiegel (Abb. 12), der das zu untersuchende Glas enthielt, war in ein konisch ausgeschliffenes Marquardtrohr eingepaßt, so daß er sich stets in gleicher Stellung zu dem feststehenden Marquardtrohr befand. War der Tiegel nach dem Herausschmelzen des Glases verbeult, so wurde er durch Überziehen und Drücken über eine Messingform wieder in seinen alten Zustand gebracht. Durch Auswiegen der verschiedenen Gläser unter Berücksichtigung der Dichte wurde stets das gleiche Glasvolumen in den Tiegel eingeführt, so daß der Glasspiegel immer die gleiche Höhe im Tiegel hatte. Das zur Temperaturmessung dienende Thermoelement konnte wegen der kleinen Dimensionen des Tiegels nicht in das Glas eingetaucht werden; daher befand sich seine Lötstelle dicht unter dem Tiegel.

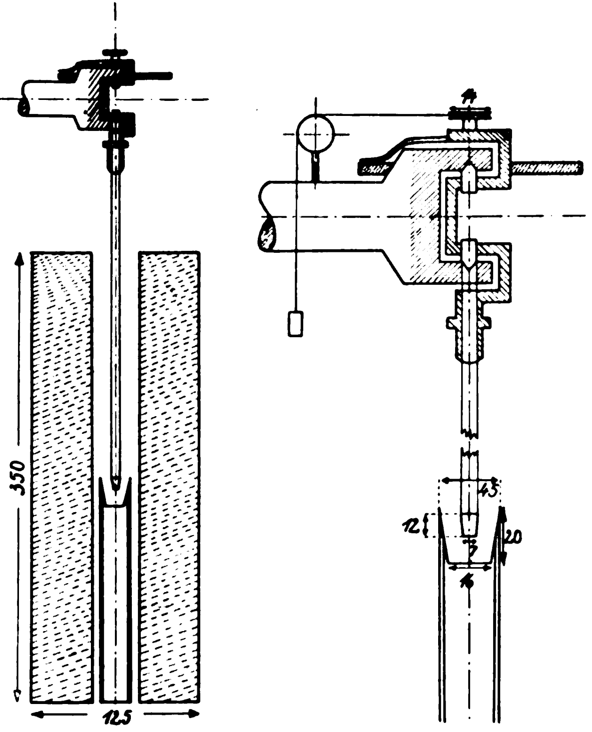


Abb. 12. Apparat zur Bestimmung der Viskosität von Gläsern in dünnflüssigem Zustand. Maße in Millimetern.

Der am unteren Ende des Porzellanstabes befindliche, als Rührer dienende Platinschuh wurde von der anhaftenden Glassubstanz stets äußerst vorsichtig durch Abschrecken gereinigt. Der Rührer war in Spitzen gelagert und trug am oberen Ende einen Zeiger, der über einer horizontal stehenden Skala spielte. Der den Rührer tragende Halter war in vertikaler Richtung auf einer massiven Stange an einer Skala entlang auf- und abschiebbar angebracht und konnte so stets in die gleiche Lage zum unteren Tiegel gebracht werden. Alles übrige ist aus der Abb. 12 ohne weiteres ersichtlich. Da die Spitzenlagerung nur eine Drehung von etwa 300^0 zuließ, konnte nicht abgewartet werden, bis der Rührer eine konstante Geschwindigkeit annahm. Beobachtet wurde daher in der Art, daß die Zeit zwischen $^1/_4$ und $^3/_4$

[32]) Washburn, a. a. O.
[33]) S. English, a. a. O.

Drehung abgestoppt wurde. Zur genauen Kontrolle der Unveränderbarkeit der Apparatur wurde nach Messung eines jeden Glases die Viskositätskurve eines als Standardglas dienenden Thüringer Glases (T-Glas der Osram G. m. b. H. Werk W) festgestellt. Zur Sicherheit wurde die Viskositätskurve jedes Glases vollständig doppelt gemessen; die Messung ließ sich mit recht großer Genauigkeit reproduzieren.

Die Zurückführung der gemessenen Zeitwerte auf CGS-Einheiten erfolgte in der von Washburn und auch von English angegebenen Art dadurch, daß der Apparat in kaltem Zustande mit Flüssigkeiten der in Frage kommenden Viskosität (Sirupe), deren Zähigkeit sich nach der Durchflußmethode in CGS-Einheiten bestimmen ließ, geeicht wurde. Zur Eichung des Kapillarviskosimeters dienten Messungen mit Rizinusöl, dessen Viskosität als Funktion der Temperatur sehr gut bekannt ist.

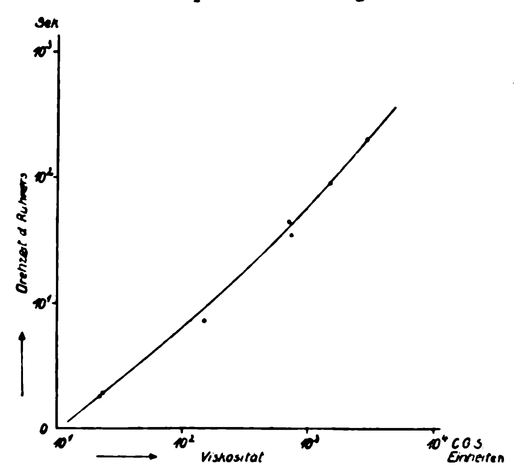


Abb. 13. Eichkurve des Rührviskosimeters.

Die Eichung geschah mit allen hier nötigen Vorsichtsmaßregeln; insbesondere wurde auf absolute Temperaturkonstanz ($\pm 0{,}15^0$ Schwankung) peinlichst geachtet. Die Kapillare hatte bei einer Länge von 400 mm einen Durchmesser von 5 mm, ein Wert, der Viskositätsmessungen nach dem Poiseuilleschen Gesetz[34][35][36] von etwa 10 bis 1000 CGS-Einheiten, wie sie hier vorkommen, ohne weiteres gestattet. Abb. 13 gibt die Eichkurve des Apparates.

Abb. 14 und 15 zeigen einige nach diesem Verfahren gemessene charakteristische Viskosität-Temperaturkurven, und zwar Abb. 14 für Gläser variierten K_2O-Gehaltes und Abb. 15 für Gläser variierten PbO-Gehaltes. Während die Kurven der Abb. 14 alle ähnlichen Verlauf zeigen und lediglich ergeben, daß die Viskosität durch steigenden Kaligehalt erheblich herabgedrückt wird, zeigen in Abb. 15 die Kurven für 2,5, 5 und 50% PbO einen ganz anderen Verlauf als die übrigen Kurven. Bei diesen Gläsern, wo der Verlauf der Viskositätskurve so stark von dem normalen abwich, zeigten aus dem Tiegel entnommene Proben, daß diese Verschiedenheit durch Entglasung verursacht wird. Die Kurven für diese Gläser sind also nicht mit den übrigen in eine Reihe zu stellen, vielmehr sind sie auszuscheiden. Leider mußten aus diesem Grunde zahlreiche Gläser von der Untersuchung ausgeschlossen werden, so insbesondere das als

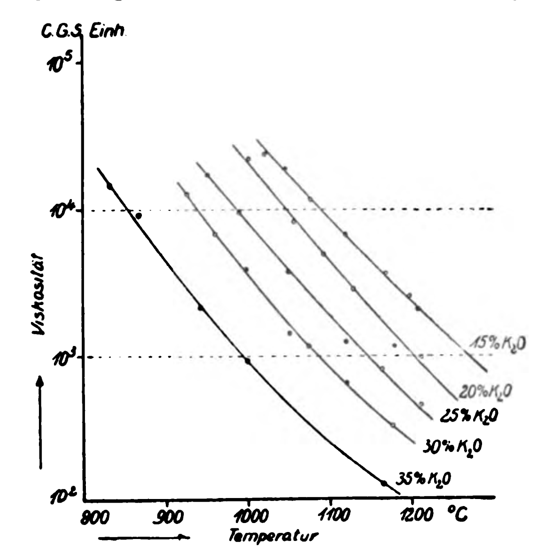


Abb. 14. Viskosität der Gläser 80% ($SiO_2 + K_2O$), 20% BaO nach der Rührmethode gemessen.

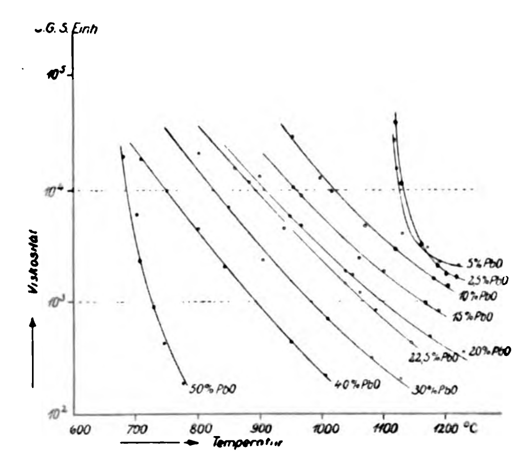


Abb. 15. Viskosität der Gläser 82% (SiO_2 + PbO), 18% Na_2O nach der Rührmethode gemessen.

[34]) R. Reiger, Über die Gültigkeit des Poiseuilleschen Gesetzes bei zähflüssigen und festen Körpern. Ann. d. Phys. **19** (1906), 985.

[35]) R. Ladenburg, Über die innere Reibung zäher Flüssigkeiten und ihre Abhängigkeit vom Druck. Ann. d. Phys. **22** (1907), 287.

[36]) H. Glaser, Über die innere Reibung zäher und plastisch fester Körper und die Gültigkeit des Poiseuilleschen Gesetzes. Ann. d. Phys. **22** (1907), 694.

Ausgangsglas dienende Wasserglas der Zusammensetzung 82 % SiO_2, 18 % Na_2O, ferner meistens die ersten und letzten Glieder der untersuchten Reihen.

3. Ergebnisse.

Die nach diesen drei verschiedenen Methoden ausgeführten Untersuchungen beziehen sich, wie die bisherigen Messungen der physikalischen Eigenschaften von Gläsern in Abhängigkeit von der Zusammensetzung: erstens auf dreikomponentige Gläser der Zusammensetzung:

82 % (SiO_2 + Metalloxyd),
18 % Na_2O,

worin SiO_2 in steigender Menge durch die gebräuchlichen Glasbildner: MgO, CaO, ZnO, BaO, PbO, B_2O_3, Al_2O_3 und Fe_2O_3 ersetzt wurde; zweitens auf Gläser der Zusammensetzung:

80 % (SiO_2 + Alkalioxyd),
20 % BaO,

worin SiO_2 durch Na_2O bzw. K_2O in steigender Menge ersetzt wurde; endlich drittens auf Gläser der Zusammensetzung:

65 % SiO_2,
15 % (K_2O + Na_2O),
20 % BaO,

worin K_2O durch Na_2O ersetzt wurde. Zur Untersuchung über den Einfluß der Alkalien wurden nicht, wie bisher, Bleigläser, sondern Barytgläser verwandt, weil PbO wegen der Pt-Geräte möglichst ausgeschaltet werden mußte.

Schon ein einfacher Überblick über die nach dem Rührverfahren gewonnenen Viskositätskurven (z. B. Abb. 14 u. 15) zeigt, daß außerordentliche Verschiedenheiten in dem Einfluß der einzelnen Oxyde bestehen. Um ein übersichtlicheres Bild über die Viskosität in diesem Bereich zu erhalten, sind aus diesen Kurven die Temperaturen entnommen, die einer Viskosität von 10^4 CGS-Einheiten, und diejenigen, die einer Viskosität von 10^3 CGS-Einheiten entsprechen. Das Verfahren, nach dem diese Werte gewonnen wurden, ist in den Abb. 14 und 15 durch die punktierten Parallelen zur Abszissenachse angedeutet. Diese Temperaturen gleicher Viskosität sind in den Abb. 16 bis 26 in Abhängigkeit vom Prozentgehalt der verschiedenen Glasbildner dargestellt. In diesen Abbildungen befinden sich auch die durch Leitfähigkeitsmessungen festgestellten Punkte gleicher Viskosität im Entspannungsbereich und die im vorhergehenden Abschnitt definierten „Zähigkeitstemperaturen". An Hand dieser Abbildungen seien die Ergebnisse kurz erläutert. Von den gleichfalls aufgeführten Ritzhärtekurven soll später die Rede sein.

a) Einwertige Glasbildner. Die Alkalien setzen, wie bekannt, die Viskosität erheblich herab, weit mehr als alle anderen Glasbildner, und zwar Natron durchgehend stärker als Kali. Diese Wirkung steigert sich bei beiden Alkalien sukzessive mit zunehmender Temperatur (Abb. 16 u. 17).

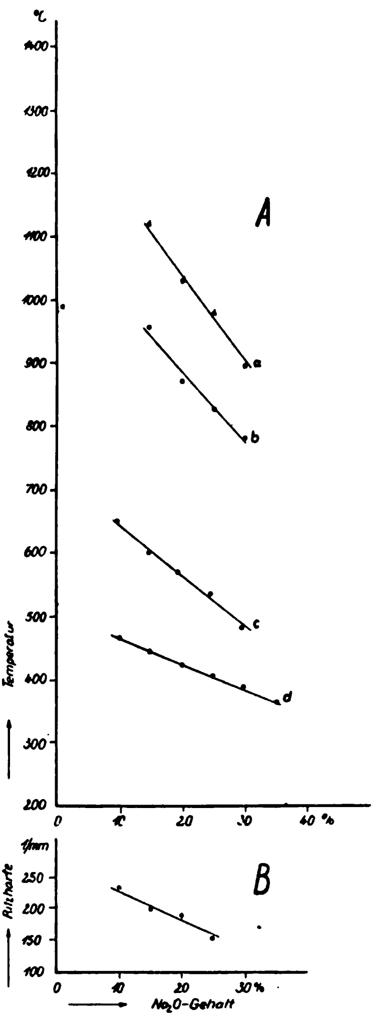


Abb. 16. A. Temperaturen gleicher Viskosität bei Ersatz von SiO_2 durch Na_2O.
a) Viskosität 10^3 CGS-Einheiten.
b) Viskosität 10^4 CGS-Einheiten.
c) Zähigkeitstemperatur.
d) Umwandlungspunkte im Entspannungsbereich.
B. Ritzhärte.

Bei Ersatz von Kaliumoxyd durch Natriumoxyd ergibt sich im Entspannungsbereich wie auch bei den Zähigkeitstemperaturen ein ausgesprochenes Minimum der Viskosität bei dem Verhältnis 10 % Na_2O : 5 % K_2O (Abb. 18). Dieses Minimum wurde auch bei zahlreichen anderen hier nicht aufgeführten Reihen sowohl im Entspannungsbereich als auch bei der Zähigkeitstemperatur festgestellt. Wie schon bei der Abhandlung über die

mechanischen Eigenschaften der Gläser[37]) bemerkt, liegt das Minimum an derselben Stelle, wo auch die Ritzhärte ein Minimum aufweist. Bei den höheren Temperaturen, d. h. im Flüssigkeitsbereich, verschwindet das Minimum vollständig, die Viskosität nimmt annähernd linear, vielleicht mit

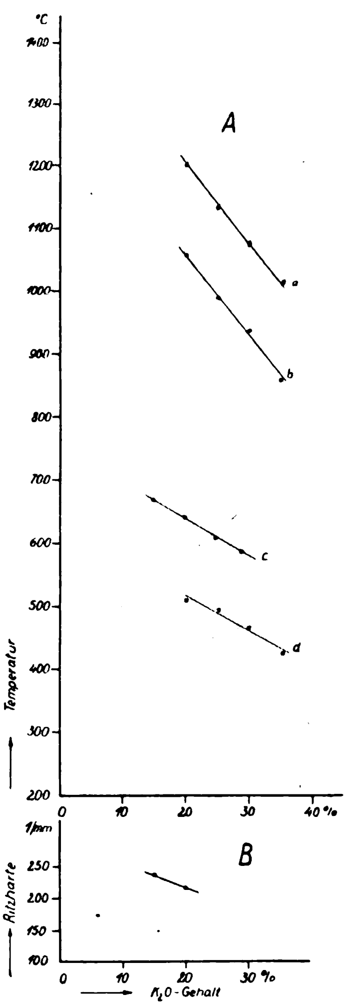


Abb. 17. A. Temperaturen gleicher Viskosität bei Ersatz von SiO_2 durch K_2O.
a) Viskosität 10^8 CGS-Einheiten.
b) Viskosität 10^4 CGS-Einheiten.
c) Zähigkeitstemperatur.
d) Umwandlungspunkte im Entspannungsbereich.
B. Ritzhärte.

einer kleinen Konkavität der Kurven von den Kaligläsern zu den Natrongläsern ab.

b) Zweiwertige Glasbildner. Magnesiumoxyd setzt die Viskosität in allen Temperaturbereichen ein wenig herauf (Abb. 19). Mit steigender Temperatur scheint die Wirkung abzunehmen. Die Messungen im Flüssigkeitsbereich sind nicht von der gleichen Sicherheit wie bei den übrigen Oxyden, weil Magnesiagläser wegen ihres festen Haftens an Platingeräten sehr große Schwierigkeiten bei den Messungen boten (vgl. auch die Versuche von English).

Calciumoxyd setzt im Entspannungsbereich

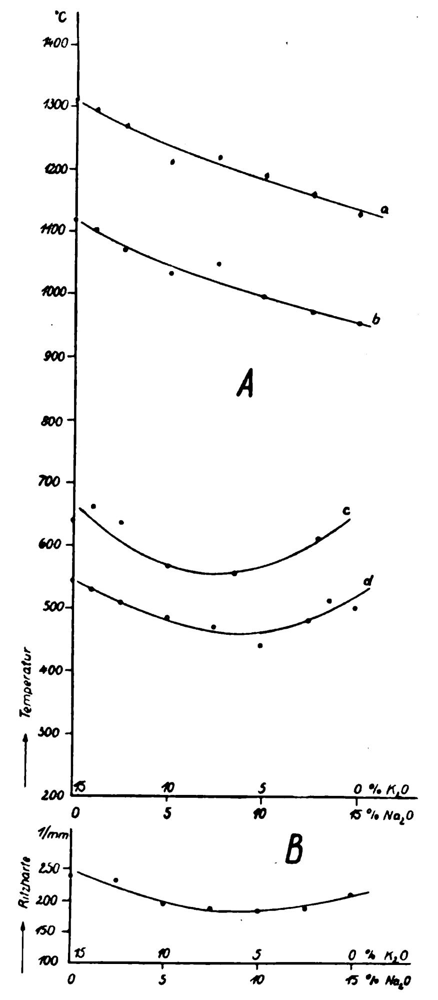


Abb. 18. A. Temperaturen gleicher Viskosität bei Ersatz von K_2O durch Na_2O.
a) Viskosität 10^3 CGS-Einheiten.
b) Viskosität 10^4 CGS-Einheiten.
c) Zähigkeitstemperaturen.
d) Umwandlungspunkte im Entspannungsbereich.
B. Ritzhärte.

die Viskosität bei weitem mehr als alle anderen Oxyde herauf (Abb. 20). Die Zähigkeitstemperatur wird nicht in gleichem Maße erhöht. Eine völlige Umkehr tritt bei den höheren Temperaturen ein. Hier wird bei zunehmendem Prozentgehalt an CaO die Viskosität zunächst sogar verringert, während sie bei weiterer Zunahme des Prozentgehaltes wieder gesteigert wird. Die beiden Kurven für die Temperaturen gleicher Viskosität zeigen in

[37]) a. a. O.

diesem Bereich ein ausgesprochenes Minimum. Aus dem flachen Verlauf der Kurve für 10^3 CGS-Einheiten und aus der Verschiebung des Minimums nach höheren Prozenten scheint hervorzugehen, daß bei noch höherer Temperatur CaO bis zu

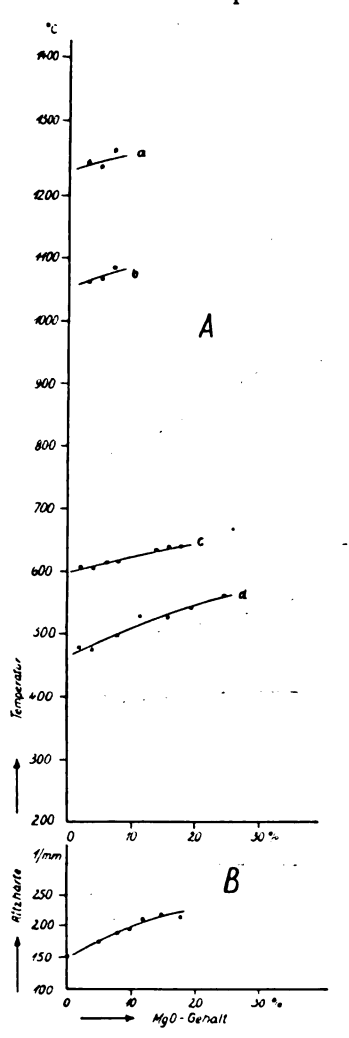


Abb. 19. A. Temperaturen gleicher Viskosität bei Ersatz von SiO_2 durch MgO.
a) Viskosität 10^3 CGS-Einheiten.
b) Viskosität 10^4 CGS-Einheiten.
c) Zähigkeitstemperaturen.
d) Umwandlungspunkte im Entspannungsbereich.
B. Ritzhärte.

hohen Prozentgehalten die Viskosität durchgehend vermindert.

Eine ähnliche Umkehr der Viskositätsverhältnisse findet sich bei Zinkoxyd (Abb. 21). Im Entspannungsbereich und bei der Zähigkeitstemperatur tritt eine mäßige Steigerung der Viskosität durch ZnO ein. Bei höheren Temperaturen wird hingegen die Viskosität durch ZnO erheblich herabgesetzt, und zwar um so mehr, je höher die Temperatur liegt.

Durchgehend herabgesetzt wird die Viskosität durch Bariumoxyd und Bleioxyd (Abb. 22 und 23), und zwar durch PbO erheblich stärker als durch BaO. Bei beiden Oxyden findet sich die gleiche Erscheinung wie bei den Alkalien,

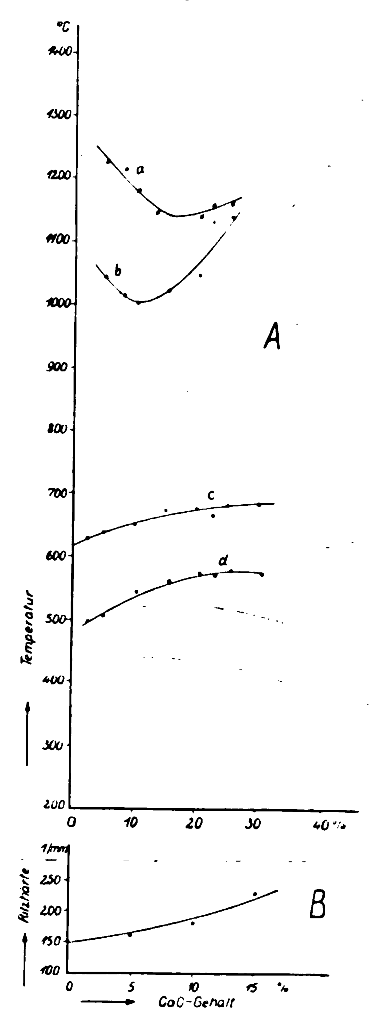


Abb. 20. A. Temperaturen gleicher Viskosität bei Ersatz von SiO_2 durch CaO.
a) Viskosität 10^3 CGS-Einheiten.
b) Viskosität 10^4 CGS-Einheiten.
c) Zähigkeitstemperatur.
d) Umwandlungspunkte im Entspannungsbereich.
B. Ritzhärte.

nämlich daß die Oxyde im Entspannungsbereich vergleichweise geringe Wirkung haben, daß der Einfluß sich bei der Zähigkeitstemperatur verstärkt, um bei höheren Temperaturen ganz außerordentlich große Beträge zu erreichen.

Im Einklang hiermit steht die praktische Erfahrung, daß Baryt- und Bleigläser bei höheren Temperaturen sehr dünnflüssig werden und demgemäß bei niederen Temperaturen verarbeitet werden müssen.

c) Dreiwertige Glasbildner. Von den dreiwertigen Oxyden ist der Einfluß von Borsäure auf die Viskosität bereits aus den Messungen von English bekannt. Der Vollständigkeit halber seien unsere Messungen, die gegenüber denen von English nichts wesentlich Neues bieten, ausgeführt, entspricht dieses Maximum der Viskosität einem Maximum oder Minimum der meisten mechanischen Eigenschaften bei diesem B_2O_3-Gehalt. Bei den höheren Temperaturen verschwindet das Maximum völlig, die Viskosität sinkt durchweg mit wachsendem B_2O_3-Gehalt.

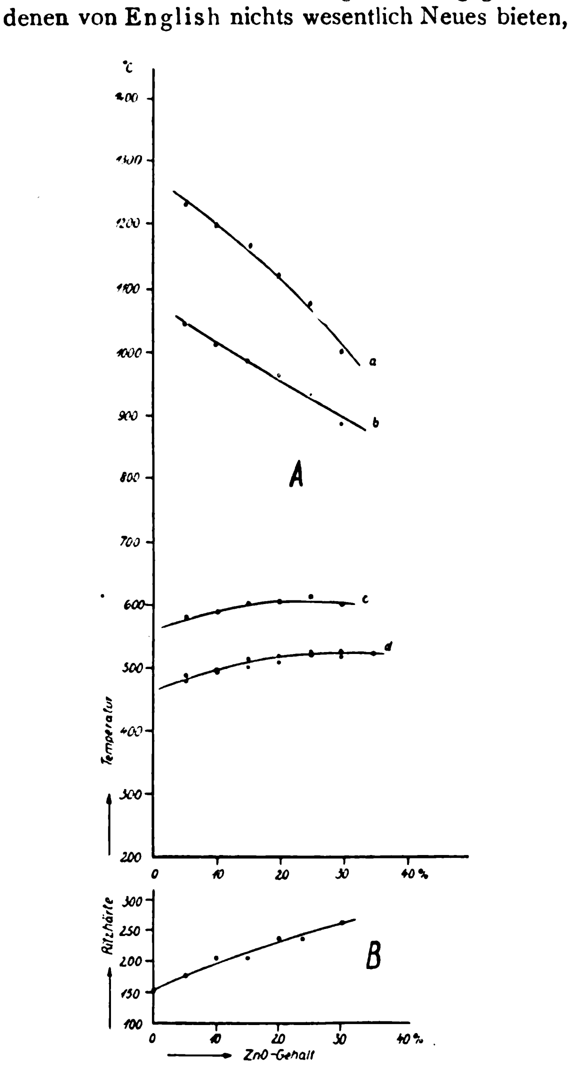


Abb. 21. A. Temperaturen gleicher Viskosität bei Ersatz von SiO_2 durch ZnO.
a) Viskosität 10^3 CGS-Einheiten.
b) Viskosität 10^4 CGS-Einheiten.
c) Zähigkeitstemperaturen.
d) Umwandlungspunkte im Entspannungsbereich.
B. Ritzhärte.

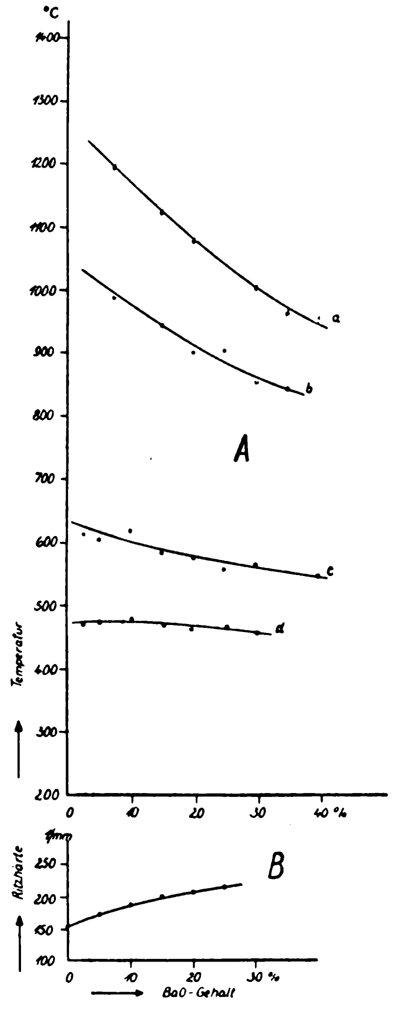


Abb. 22. A. Temperaturen gleicher Viskosität bei Ersatz von SiO_2 durch BaO.
a) Viskosität 10^3 CGS-Einheiten.
b) Viskosität 10^4 CGS-Einheiten.
c) Zähigkeitstemperatur.
d) Umwandlungspunkte im Entspannungsbereich.
B. Ritzhärte.

hier aufgeführt (Abb. 24). Im Entspannungsbereich wird die Viskosität bis zu einem bestimmten Gehalt an B_2O_3 von etwa 15% gesteigert, um dann zu fallen. Bei der Zähigkeitstemperatur ist dieses Verhalten schon weniger stark ausgeprägt, wie sich aus der flacher verlaufenden Kurve ergibt. Wie in der Abhandlung über die mechanischen Eigenschaften der Gläser[38]) näher

Aluminiumoxyd setzt die Viskosität in allen Temperaturbereichen herauf; im Entspannungsbereich in sehr geringem Maßstabe, stärker schon bei der Zähigkeitstemperatur und erheblich bei noch höherer Temperatur (Abb. 25). Auch dies stimmt mit den praktischen Erfahrungen überein.

[38]) a. a. O.

Bei **Eisenoxyd** findet sich die bei allen die Viskosität herabsetzenden Oxyden (K_2O, Na_2O, BaO, PbO) aus dem vorigen bekannte Erscheinung, daß die Wirkung der Oxyde mit steigender Temperatur zunimmt (Abb. 26). Während im Entspannungsbereich die Viskosität von Fe_2O_3 durch steigenden Zusatz von Fe_2O_3 nur wenig herabgesetzt wird, bewirkt Fe_2O_3 bei höherer Temperatur eine erheblich stärkere Verminderung der Viskosität.

Zur Vervollständigung dieser qualitativen Angaben ist in den Tabellen 1—4 in bereits be-

Tabelle 1.

	0—5%	5—10%	10—15%	15—20%	20—25%	25—30%	30—35%	35—40%	40—50%	50—60%
Na_2O	—	—	etwa −4	−4	−4	−4	−4	—	—	—
K_2O	-	—		etwa −3	−3	−3	—	—	—	—
MgO	+3,5	+3,5	+3,5	+3,5	+3,5	—	—	—	—	—
CaO	+7,8	+6,6	+4,2	+1,8	+0,4	0	—	—	—	—
ZnO	+2,4	+2,4	+2,4	+1,8	+1,2	+0,4	0	—	—	—
BaO	+1,4	0	−0,2	−0,9	−1,1	−1,6	−2	−2,6	—	—
PbO	−0,8	−1,4	−1,8	−2,4	−2,6	−2,8	−3	−3,1	−3,1	–
B_2O_3	+8,2	+4,8	+2,6	+0,4	−1,5		−2,6		−2,8	−3,1
Al_2O_3	+3	+3	+3	+3	—	—	—	—	—	—
Fe_2O_3	0	0	−0,6	−1,7	−2,2	−2,8	—	—	—	—

Tabelle 2.

	0—5%	5—10%	10—15%	15—20%	20—25%	25—30%	30—35%	35—40%	40—50%	50—60%
Na_2O	—	—	−7,1	−7,1	−7,1	−7,1	—	—	—	—
K_2O	—	—	—	−5,7	−5,7	−5,7	—	—	—	—
MgO	+2,4	+2,4	+2,4	+2,4	—	—	—	—	—	—
CaO	+3,2	+2,4	+1,8	+1,2	+1	+0,4	—	—	—	—
ZnO	+2,5	+2,5	+2,0	+1,4	0	—	—	—	—	—
BaO	−1,9	−1,9	−1,9	−1,9	−1,9	−1,9	−1,9	−1,9	—	—
PbO	−3,8	−3,8	−3,8	−3,8	−3,8	−3,8	−3,8	−3,8	—	—
B_2O_3	+4	+2,2	+1	+0,4	−1		−3		−3,9	−4
Al_2O_3	+4,5	+4,5	+4,5	—	—	—	—	—	—	—
Fe_2O_3	−1,5	−1,5	−1,5	−1,5	−1,5	−1,5	—	—	—	—

Tabelle 3.

	0—5%	5—10%	10—15%	15—20%	20—25%	25—30%	30—35%	35—40%	40—50%
Na_2O	—	—	—	−13	−13	−13	—	—	—
K_2O	—	—	—	−12	−12	−12	−12	—	—
MgO	Messung nicht befried.		—	—	—	—	—	—	—
CaO	(−11,2)	−7,0	+1,2	+10,4	+17	—	—	—	—
ZnO	(−4,0)	−4,8	−5,6	−6,4	−7,0	−7,6	—	—	—
BaO	(−9,6)	−7,6	−6,4	−5,6	−5,0	−4,8	−4,8	—	—
PbO	(−8,6)	−8,6	−8,6	−8,6	−8,6	−8,6	−8,6	−8,6	−8,6
B_2O_3	(−13,2)	−12	−10,0	−8,8	−7,2		−5,6		−4,4
Al_2O_3	+10	+10	—	—	—	—	—	—	—
Fe_2O_3	−7,4	−7,4	−7,4	−7,4	−7,4	−7,4	—	—	—

Tabelle 4.

	0—5%	5—10%	10—15%	15—20%	20—25%	25—30%	30—35%	35—40%	40—50%
Na_2O	—	—	—	—	−14,8	−14,8	−14,8	—	—
K_2O	—	—	—	—	−14	−14	−14	—	—
MgO	Messung nicht befried.		—	—	—	—	—	—	—
CaO	(−10,4)	−8,0	−5,2	−1,2	+2,0	—	—	—	—
ZnO	(−5,4)	−6,0	−7,6	−9,2	−10,4	−11,2	—	—	—
BaO	(−12,5)	−10,4	−9,2	−8,6	−8,0	−8,0	−8,0	−8,0	—
PbO	(−11,4)	(−11,4)	−11,4	−11,4	−11,4	−11,4	−11,6		−12,8
B_2O_3	(−11,8)	−11,6	−10,4	−9,6	−8,0		−6,8		−5,6
Al_2O_3	+12,8	+12,8	—	—	—	—	—	—	—
Fe_2O_3	−10,2	−10,2	−10,2	−10,2	−10,2	−10,2	—	—	—

kannter Weise[39]) angegeben, um welchen Betrag sich die verschiedenen Temperaturen gleicher Viskosität ändern, wenn man 1 % SiO_2 durch 1 % eines anderen glasbildenden Oxyds ersetzt.

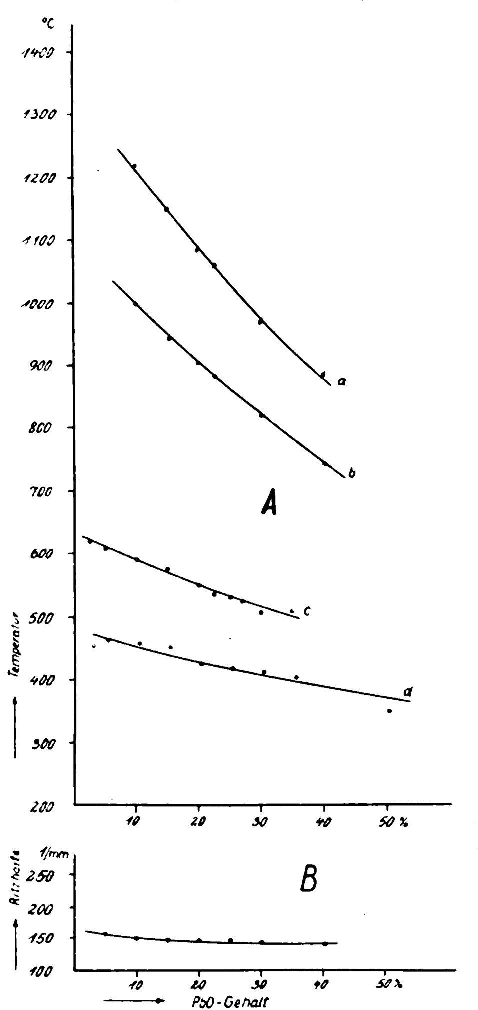


Abb. 23. A. Temperaturen gleicher Viskosität bei Ersatz von SiO_2 durch PbO.
a) Viskosität 10^3 CGS-Einheiten.
b) Viskosität 10^4 CGS-Einheiten.
c) Zähigkeitstemperatur.
d) Umwandlungspunkte im Entspannungsbereich.
B. Ritzhärte.

4. Ergebnisse allgemeiner Art.

Über das Verhältnis von Viskosität und elektrischer Leitfähigkeit ist a. a. O.[40]) berichtet worden. Aus der Tatsache, daß die Viskosität einen stärkeren Temperaturkoeffizienten hat als das elektrische Leitvermögen, wurde geschlossen, daß die Dissoziation mit steigender Temperatur abnimmt.

Die auffallende Übereinstimmung zwischen dem

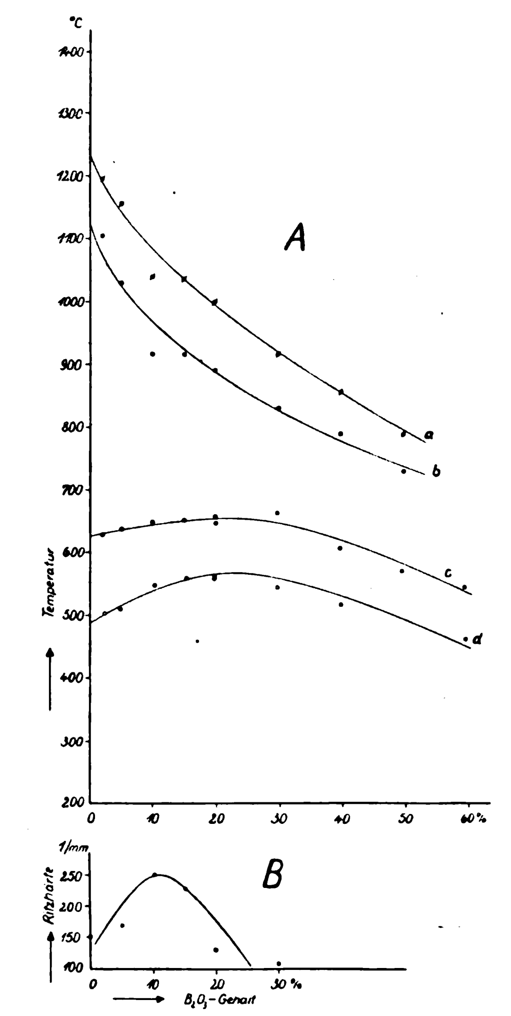


Abb. 24. A. Temperaturen gleicher Viskosität bei Ersatz von SiO_2 durch B_2O_3.
a) Viskosität 10^3 CGS-Einheiten.
b) Viskosität 10^4 CGS-Einheiten.
c) Zähigkeitstemperatur.
d) Umwandlungspunkte im Entspannungsbereich.
B. Ritzhärte.

Minimum der Ritzhärte und dem Minimum der Viskosität im Entspannungs- und Zähigkeitsbereich bei den gemischten Kali-Natrongläsern veranlaßte uns, nach weiteren Analogien in dieser Richtung zu suchen. Offenbar gibt auch das Ritzverfahren ein gewisses Maß für die Viskosität. Um vollständige Vergleichsmöglichkeit zu haben, müßte man, wie bei der Viskosität, die **Temperaturen gleicher Ritzhärte** bestimmen. Da Untersuchungen dieser Art auch schon bis zu + 100° C oder — 100° C sehr schwierig sind, begnügten wir

[39]) G. Gehlhoff u. M. Thomas, Die physikalischen Eigenschaften der Gläser in Abhängigkeit von ihrer Zusammensetzung. I. Über das elektrische Leitvermögen von Gläsern, a. a. O.

[40]) Die physikalischen Eigenschaften der Gläser in Abhängigkeit von der Zusammensetzung. I. Über das elektrische Leitvermögen von Gläsern, a. a. O.

uns damit, die vorliegenden Messungen über die Ritzhärte derselben Gläser[41]) mit den Temperaturkurven gleicher Viskosität zu vergleichen. Aus diesem Grunde sind die Kurven für die Ritz-

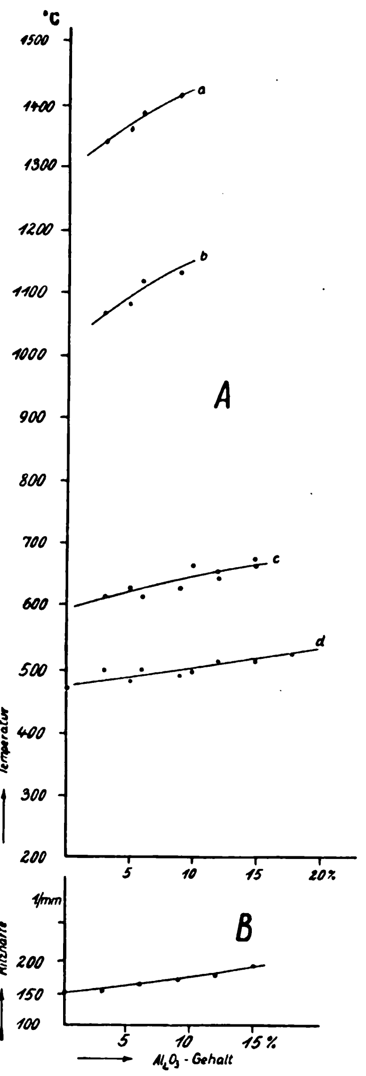


Abb. 25. A. Temperaturen gleicher Viskosität bei Ersatz von SiO_2 durch Al_2O_3.
a) Viskosität 10^3 CGS-Einheiten.
b) Viskosität 10^4 CGS-Einheiten.
c) Zähigkeitstemperatur.
d) Umwandlungspunkte im Entspannungsbereich.
B. Ritzhärte.

härte den Abb. 16—26 beigefügt. Es ergibt sich hier augenscheinlich eine sehr überraschende Erscheinung, die vielleicht am besten aus den Kurven über die Zinkgläser hervorgeht. Bei Zimmertemperatur, im Entspannungs- und Zähigkeitsbereich setzt ZnO die Viskosität herauf, um dann bei

[41]) G. Gehlhoff und M. Thomas, Die physikalischen Eigenschaften der Gläser in Abhängigkeit von der Zusammensetzung. II. Die mechanischen Eigenschaften der Gläser, a. a. O.

höheren Temperaturen allmählich seinen Einfluß umzukehren (etwa bei 700°). Das gleiche Verhalten findet sich bei CaO. Die Temperatur, bei der sich der Einfluß von CaO umkehrt, liegt lediglich erheblich höher. Für BaO und Fe_2O_3

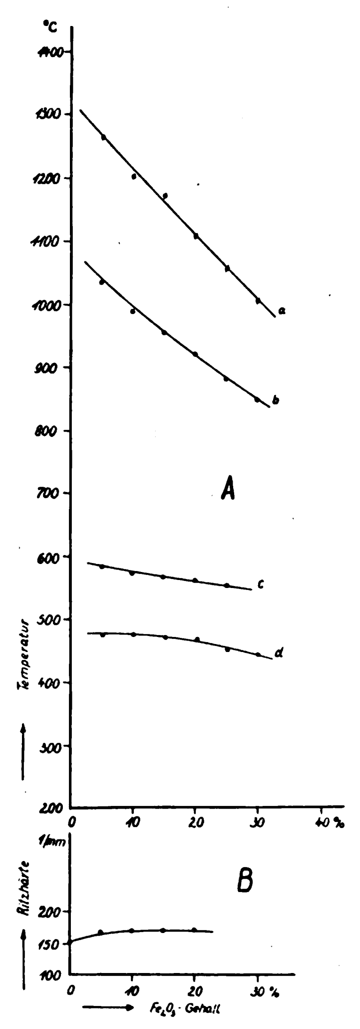


Abb. 26. A. Temperaturen gleicher Viskosität bei Ersatz von SiO_2 durch Fe_2O_3.
a) Viskosität 10^3 CGS-Einheiten.
b) Viskosität 10^4 CGS-Einheiten.
c) Zähigkeitstemperatur.
d) Umwandlungspunkte im Entspannungsbereich.
B. Ritzhärte.

würde dieser Anschauung nach die Temperatur der Umkehr zwischen Zimmertemperatur und dem Entspannungsbereich, also bei etwa 200° liegen. Der wachsende Einfluß dieser beiden Oxyde auf die Verminderung der Viskosität bei steigender Temperatur macht diese Deutung durchaus wahrscheinlich. Ritzhärtemessungen bei erhöhter Temperatur, etwa bis 300°, könnten hier Klarheit schaffen. Für PbO läge der Umkehrpunkt ein

wenig unter Zimmertemperatur; bei tiefer Temperatur würde demnach PbO die Ritzhärte steigern. Auch hier wäre eine Nachprüfung sehr erwünscht und wohl auch möglich. Der wachsende Einfluß von PbO auf die Verminderung der Viskosität bei steigender Temperatur bietet auch hier eine Stütze für diese Annahme. Bei K_2O und Na_2O, deren Ritzhärtekurven die gleiche Reihenfolge aufweisen wie die Viskositätskurven, wäre der Umkehrpunkt bei Zimmertemperatur noch nicht entfernt erreicht; er würde bei sehr tiefen Temperaturen liegen. Die Kurve für B_2O_3 fügt sich gleichfalls in dieses Bild. Die Umkehrtemperatur liegt nach English zwischen 700 und 800°. Bei Fe_2O_3 würde der Umkehrpunkt etwas über Zimmertemperatur liegen. Als einzige Ausnahme ist Al_2O_3 zu verzeichnen; gleichgültig, ob man die Lage der gemessenen Kurven als über oder unter dem Umkehrpunkt liegend annimmt, verlaufen sie entgegengesetzt wie bei den übrigen Glasbildnern. Wenn auch alle diese Vermutungen noch auf schwachen Füßen stehen, so seien sie immerhin doch mitgeteilt, da diese Andeutungen Anlaß zu neuen Messungen geben können, die näheren Einblick in die Konstitution des Glases gestatten.

4. Zusammenfassung.

Es wurde eine Reihe von Versuchsgläsern systematisch geänderter Zusammensetzung auf ihre Viskosität vom Entspannungsbereich bis zum dünnflüssigen Zustand untersucht. Als Maß für die Viskosität dienten:

1. Durch Messung der elektrischen Leitfähigkeit festgestellte Umwandlungstemperaturen gleicher Viskosität im Entspannungsbereich;

2. Temperaturen gleicher Viskosität (Größenordnung etwa $4 \cdot 10^8$ CGS-Einheiten), die durch Beobachtung derAusziehgeschwindigkeit von erhitzten Glasstäben festgelegt wurden;

3. Temperaturen gleicher Viskosität (10^4 CGS-Einheiten und 10^3 CGS-Einheiten) im dünnflüssigen Bereich, die durch Beobachtung der Rührgeschwindigkeit eines in der Glasschmelze unter genau definierten Bedingungen sich drehenden Rührers festgelegt wurden.

4. Kurven und Tabellen werden angegeben, aus denen der Einfluß eines jeden Oxydes auf diese Temperaturen gleicher Viskosität ersichtlich ist und sich zahlenmäßig berechnen läßt. Auf Grund dieser Viskositätsmessungen wird auf einen Zusammenhang zwischen Viskosität und Ritzhärte hingewiesen, der zu neuen Untersuchungen und Erkenntnissen Anlaß geben kann.

Weißwasser, O.-L., im April 1926.

Die Temperatur-Zeit-Kurven der sichtbaren Entglasung bei Spiegelglas.

(Verläufige[1]) Mitteilung aus dem Glasforschungslaboratorium des Instituts für Chemische Technik, Technische Hochschule Karlsruhe.)

Von E. Zschimmer und A. Dietzel.

Inhalt: Es wird eine Methode zur exakten Bestimmung der Entglasung beschrieben. Die Abhängigkeit der Kristallisationsgeschwindigkeit von der Temperatur und die Temperatur-Zeit-Kurven der sichtbaren Entglasung für Kristallängen von 10, 50 und 100 μ werden für ein technisches Glas aus der Spiegelgruppe bestimmt und ihre Anwendung in der Praxis diskutiert.

Die Entglasung, d. h. die ganz oder teilweise erfolgende Kristallisation der Gläser, bildet einen der gefürchtetsten Fehler in der Glasindustrie. Die Hauptursachen der Entglasung sind: falsche Zusammensetzung des Glases und unrichtige Wärmebehandlung beim Schmelzen, Läutern, Abstehen und Verarbeiten der Schmelze, zuweilen auch während der Kühlung.[2])

Die „sichtbare Entglasung", auf die es der Technik ankommt, ist ein dehnbarer und noch nicht exakt normierter Begriff. Man begnügt sich in der Regel mit einer qualitativen Beurteilung, die durch den Gebrauchszweck bestimmt wird. Eine exakte Definition der „sichtbaren Entglasung" käme auf eine technische Normierung hinaus; man müßte eine gewisse Größe der Kristalle und eine bestimmte Kernzahl als obersten Grenzwert für die sichtbare Entglasung festlegen.[3])

Die Voraussetzung zu dieser Normierung ist das exakte Studium der Entglasungserscheinungen bestimmter technischer Gläser unter dem Einfluß der Temperatur und Zeit. Exakte Arbeiten über Industriegläser, in denen die absolute Größe der ausgeschiedenen Kristalle berücksichtigt worden wäre, sind bis jetzt nicht bekannt. In der vorliegenden Untersuchung sollte daher, unter Beschränkung auf ein technisches Glas, eine Methode gefunden werden, um den Verlauf der sichtbaren Entglasung innerhalb des Temperaturzeitdiagramms exakt darzustellen, ohne dabei eine bestimmte Kristallgröße als Norm festzulegen. Für die Versuche diente ein von der Spiegelmanufaktur Waldhof bei Mannheim regelmäßig verarbeitetes fast reines Natron-Kalk-Kieselsäureglas von der Zusammensetzung:

[1]) Eine ausführliche Abhandlung erscheint im Sprechsaal 1926.

[2]) Dies gilt nicht nur für das sogenannte Klarglas, sondern auch für die Trübgläser, bei denen ein ganz bestimmter Grad der Entglasung erwünscht ist.

[3]) Bei Trübungen müßten optische Grenzwerte für den Trübungsgrad normiert werden.

Kieselsäure (SiO_2) .	70,15 %
Tonerde (Al_2O_3) . .	1,08
Eisenoxyd (Fe_2O_3) .	0,21
Kalk (CaO) . . .	15,63
Natron (Na_2O) . .	11,80
Kali (K_2O) . . .	0,16
Arsensäure (As_2O_5) .	0,13
Schwefelsäure (SO_3) .	0,84
	100,00

Bei diesem Glase war einerseits eine Entglasung in Form von Trübung nicht zu erwarten; es war also auf die Kernzahl keine besondere Rücksicht zu nehmen. Andererseits entglaste es sehr leicht, wie vergleichende Vorversuche mit einer Reihe ähnlicher Gläser aus dem System Na_2O–K_2O–CaO–SiO_2 zeigten; es war deshalb für die quantitative Untersuchung besonders gut geeignet.

Entglasungsproben können auf zweierlei Weise hergestellt werden: 1. kann das heiße Glas, entsprechend dem Temperaturverlauf im Hüttenbetrieb, auf die gewählte Entglasungstemperatur abgekühlt werden; oder 2. das kalte Glas kann auf die Entglasungstemperatur erhitzt werden. Diese letztere Methode bot wesentliche Vorteile. Einerseits war nämlich bei Entglasungen „von unten" die Kernzahl größer als bei Entglasungen „von oben"[4]); dies erleichterte bei der späteren Ausmessung der Glasproben in Dünnschliffen die Auffindung der längsten Kristalle. Andererseits umgeht man durch die Entglasung „von unten" die experimentellen Schwierigkeiten, auf die man bei rascher Abkühlung bis zur Entglasungstemperatur und gleichzeitiger exakter Temperaturmessung stößt. Der Einfluß von Konstitutionsänderungen der Schmelze war nicht zu befürchten. Aus diesen Gründen wurden sämtliche Entglasungsproben für die Messungen der maximalen Kristallänge „von unten her" auf die Entglasungstemperatur erhitzt.

Zur Herstellung der Entglasungsproben diente folgende Versuchsanordnung: In dem senkrecht stehenden elektrisch beheizten Platindrahttiegelofen (Abb. 1) der Firma W. C. Heraeus Hanau steckte — in einem 35 cm langen, 27 mm weiten Schutzrohr aus Quarzglas — das sogenannte Tiegelthermoelement (Abb. 2), das zur Aufnahme der Entglasungsproben selbst und in Verbindung mit einem Thermogalvanometer von Siemens & Halske zur Temperaturmessung diente. Es bestand aus einem Platinrhodiumtiegelchen *a*. von etwa 10 mm Höhe, an dessen oberen Rande ein Platin- und ein Platinrhodiumdraht angeschweißt waren. Die freien Schenkel waren in Quarzglasröhrchen durch einen Gummistopfen geführt, der das Quarzglasrohr von 27 mm Weite abschloß. Durch die Mitte des Stopfens wurde ein 35 cm langes Quarzrohr von 6 mm lichter Weite geführt, das zum Einwerfen der Glasproben diente. In das Tiegelchen des Thermoelements wurde zur

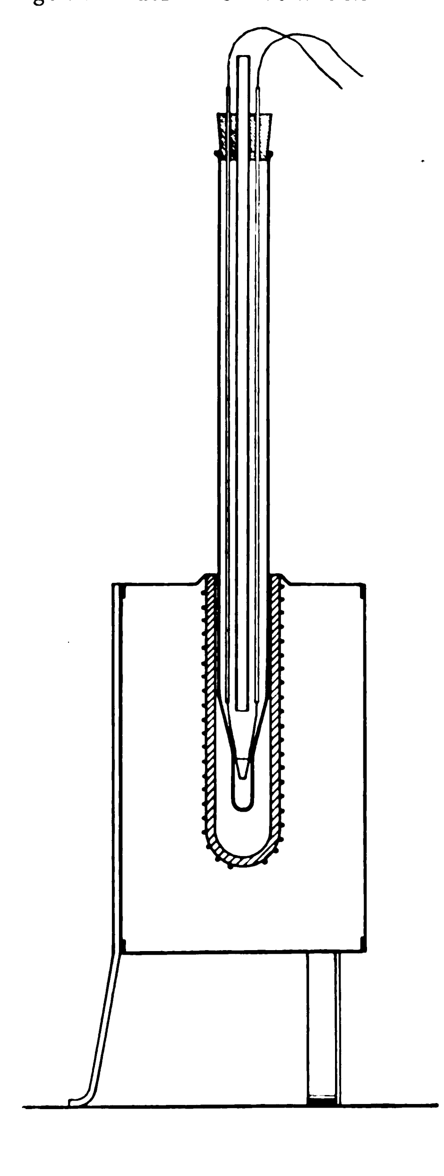


Abb. 1. Der Entglasungsapparat, bestehend aus dem Tiegelthermoelement im Schutzrohr und dem Tiegelofen.

bequemen Entfernung der Entglasungsproben jeweils ein aus einem halbkreisförmig ausgeschnittenen 0,1 mm starken Platinblech geformtes Tütchen *b* gesetzt (Höhe etwa 6 mm, vgl. Abb. 2).

Die Entglasungsproben wurden folgendermaßen hergestellt: Der Ofen mit dem eingebauten Tiegelthermoelement wurde auf die gewünschte Entglasungstemperatur konstant eingestellt. Die Temperaturen wurden mit einer Genauigkeit von ± 2°

[4]) Diese Erscheinung beruhte auf der Reizwirkung durch den auf der Glasprobe sitzenden Glastaub. die beim Entglasen „von oben" ausgeschaltet war.

bei 1000° C gemessen. Zur bestimmten Zeit (Sekundenuhr) ließ man ein mit der Pinzette bereit gehaltenes Stückchen Glas [5]) von etwa 0,05 g Masse durch das mittlere Führungsrohr in das Platintütchen fallen. Die dadurch hervorgerufene Temperaturschwankung war in etwa 20 Sekunden ausgeglichen. Von da an wurde die Entglasungszeit gerechnet. Nach deren Ablauf wurde das Tiegelthermoelement mit der Glasprobe an dem Gummistopfen herausgezogen und das Glasstückchen durch Anblasen abgeschreckt. Durch Neigen des Thermoelementes fiel das Tütchen mit dem Glas heraus und konnte von ihm bequem abgeschält werden.

Das Glasstück zeigte folgende Veränderungen: Innerhalb der für die verschiedenen Temperaturen in Frage kommenden Entglasungszeiten war z. B. bei 700° (in 20 bis 30 Stunden) das Glasstück

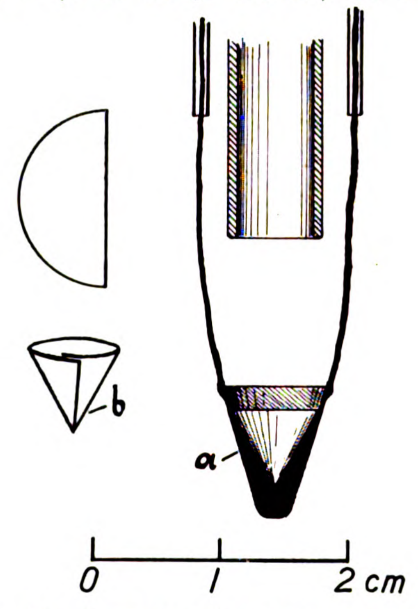


Abb. 2. Tiegelthermoelement *a* mit dem aus dem Platinblech geformten Tütchen *b*.

nur an den Ecken und Kanten rundgeschmolzen, bei 800° (in 2 bis 5 Stunden) hatte es die Gestalt einer Kugel oder eines Tropfens und oberhalb etwa 850° die Kegelform des Platintütchens angenommen.

Von den Entglasungsproben wurden Dünnschliffe hergestellt; bei den kegelförmig geschmolzenen Proben wurde der Schnitt zweckmäßig parallel zur Kegelachse gelegt. Die Dünnschliffe wurden dann an den Stellen, an denen sich augenscheinlich die längsten Kristalle befanden, unter einem Mikroskop von C. Zeiss-Jena bei 50- bzw. 150-facher Vergrößerung zur Ausmessung photographiert. Dabei war im Okular ein nach einem Objektmikrometer geeichtes Okularmikrometerplättchen eingeschaltet, das mitphotographiert wurde. Abb. 3 zeigt z. B. eine Entglasung von 900° 20 Minuten bei 150-facher Vergrößerung. Die Negative wurden unter einem besonderen Meßmikroskop von Zeiss ausgemessen, wobei die mitphotographierte Mikrometerskala als Maßstab diente.

Bemerkenswert ist die Erscheinung, daß die Kristallisation stets an der Oberfläche der Glasproben begann und erst viel später im Innern die spontanen Ausscheidungen zu beobachten waren.

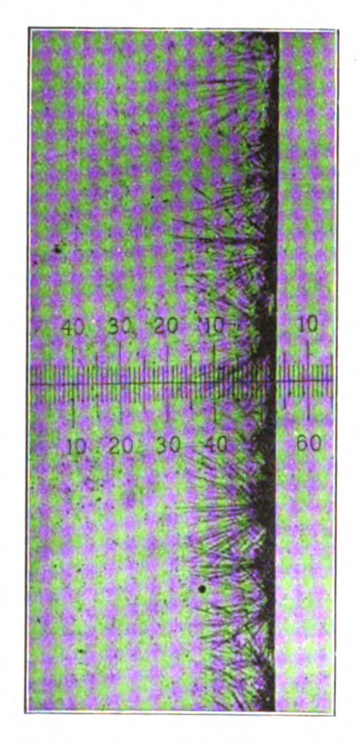


Abb. 3. Mikrophotogramm einer Entglasung (900°, 20 Min.) zur Ausmessung der Kristalle.

Die Hauptursache dürfte hierbei in der Oberflächenspannung gesucht werden, da diese die Kernbildung wahrscheinlich begünstigt. Dies zeigte deutlich der Vergleich einiger blank geschmolzener Proben mit solchen, die im Innern Blasen enthielten. An der Oberfläche der Blasen saßen Kristalle, während sich bei blasenfreien Proben keine Ausscheidungen im Innern zeigten. Man könnte versucht sein, den Beginn der Kristallisation und die Entwicklung der größten Kristalle an der Oberfläche einem längere Zeit andauernden Temperaturunterschied zwischen Rinde und Kern der Glasproben zuzuschreiben; diese Annahme wurde jedoch experimentell widerlegt.

Da im Hüttenbetriebe die Entglasung in den weitaus meisten Fällen von der Oberfläche der Schmelze (bzw. von der Oberfläche der immer

[5]) Das Versuchsglas wurde zuvor durch längeres Erhitzen auf 1350° und Abschrecken keimfrei gemacht.

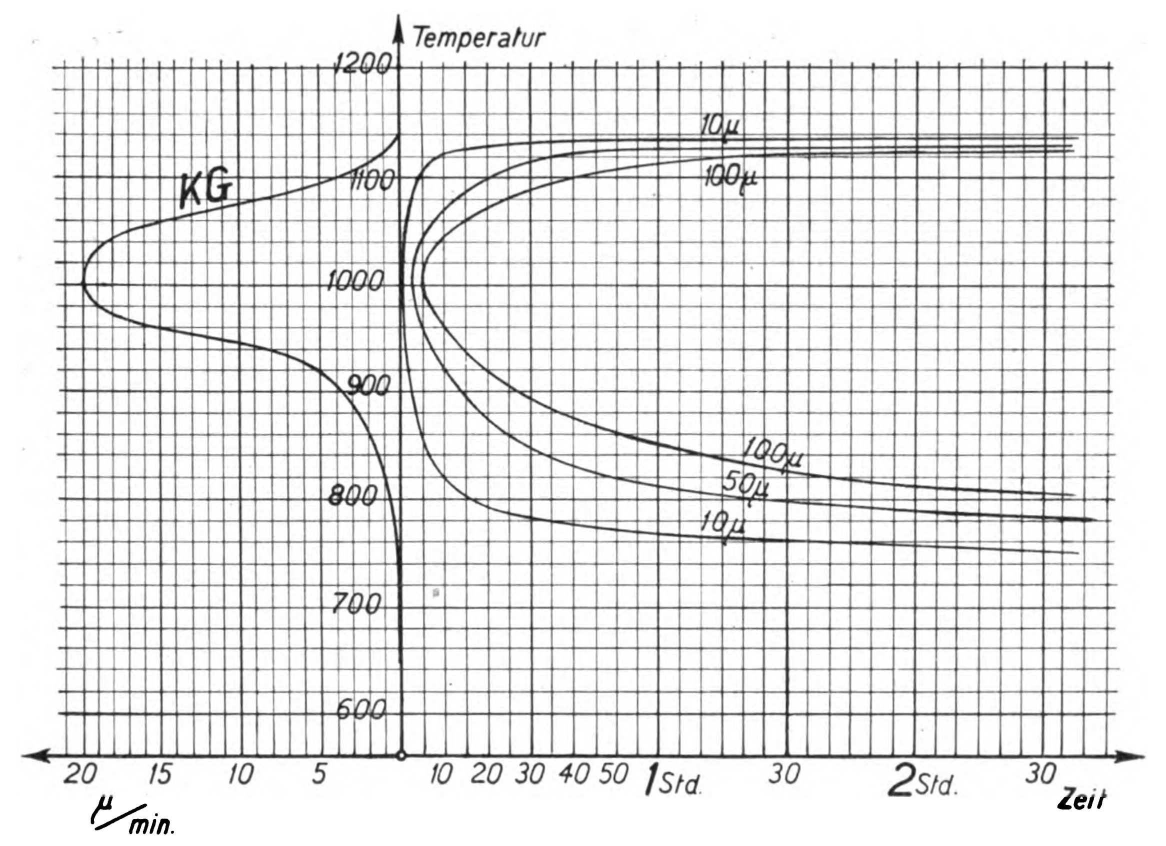


Abb. 4a. Abhängigkeit der *KG* von der Temperatur.

Abb. 4b. Abhängigkeit der absoluten Kristallänge von Temperatur und Zeit.

vorhandenen Blasen) ausgeht, so wäre es nicht zweckmäßig gewesen, etwa die Länge der im Innern der blasenfreien Schmelze spontan ausgeschiedenen Kristalle zu messen; es wurden daher in jeder Glasprobe die längsten Kristalle festgestellt, die sich bei einer bestimmten Temperatur und Zeit, ausgehend von der Phasengrenze Gas–Schmelze gebildet hatten. Das technisch Wichtige ist ja bei der Herstellung des Spiegelglases die Kristallisationsgeschwindigkeit und nicht die Kernzahl. Diese letztere würde erst bei der Kühlung in Frage kommen, wobei man aber bisher nicht die geringsten Schwierigkeiten hatte, weil das Glas in wenigen Stunden abkühlt.

Aus den an zahlreichen Entglasungsproben gemessenen, einander zugeordneten Temperaturen, Zeiten und maximalen Kristallängen ließ sich zunächst die Kristallisationsgeschwindigkeit KG für die verschiedenen Temperaturen berechnen. Diese ist praktisch definiert als die größte Längenzunahme Δl des Kristalls in der Zeiteinheit, und zwar in der Längsrichtung der Nadeln bzw. Radien der Sphärolithe. Es ist also:

$$KG = \frac{\Delta l}{\Delta t}.$$

Setzt man die ursprüngliche Größe der im Ausgangsmaterial vorhandenen Kristalle gleich Null, was praktisch zulässig ist, weil das Glas zuvor entkeimt wurde, und betrachtet man die Kristallisationsgeschwindigkeit bei verschiedener Kristalllänge als konstant[6]), so wird der Längezuwachs während der „Entglasungszeit" gleich der erreichten Länge selbst; also:

$$KG = \frac{\text{maximale Kristallänge}}{\text{Entglasungszeit}}.$$

Abb. 4a zeigt die Abhängigkeit der so berechneten mittleren KG-Werte von der Temperatur. Man erkennt daraus, daß das Maximum von KG bei $1005^0 \pm 2^0$ liegt. Diese Temperatur ist also für das Spiegelglas die gefährlichste bezüglich der Entglasung im Schmelzofen. Der Wert von KG sinkt bei 1140^0 auf Null herunter, d. h. oberhalb dieser Temperatur ist überhaupt keine Entglasung mehr möglich. In der Kühlzone (unterhalb 700 bis 600^0) ist die KG schon sehr gering; die Ausscheidung größerer Kristalle ist bei nicht allzulangen Zeiten in dieser Zone nicht zu befürchten.

[6]) Die Konstanz ist bis 150 μ (1000^0, sicher, darüber hinaus wahrscheinlich bis 200 μ ebenfalls anzunehmen.



Eine Trübung infolge großer Kernzahl zeigte sich bei 700° erst nach 20 Stunden.

Das Schaubild 4b gibt die Abhängigkeit der absoluten Kristallänge von der Temperatur und Zeit wieder. Die Kurven sagen also z. B. aus, nach welcher Zeit bei einer bestimmten Temperatur Kristalle von 10, 50, 100 μ entstehen. Man erkennt zunächst, daß bei 1005° die Entglasungszeiten der verschiedenen Kristallängen ihr Minimum haben — entsprechend der Lage des Maximums der Kristallisationsgeschwindigkeit bei dieser Temperatur. Es wird also beim Schmelzen, Läutern und Abstehen des Spiegelglases wichtig sein, diesen Temperaturbereich möglichst zu meiden und beim Gießen so rasch wie möglich zu durchschreiten. Denn bei dieser Temperatur bilden sich bereits in $^1/_2$ Minute Kristalle von 10 μ, in 5 Minuten solche von 100 μ Länge. Ferner zeigt das Bild z. B. folgendes: Sinkt die Temperatur der Schmelze etwa auf 1135° und hält man das Glas auf dieser Temperatur 2 Stunden, so bilden sich in dieser Zeit Kristalle von 10 μ Länge. Läßt man die Temperatur um wenige Grade weiter sinken, etwa auf 1130°, so bilden sich in derselben Zeit schon Kristalle von 50 μ, bei 1125° von 100 μ Länge. Eine verhältnismäßig geringe Temperaturschwankung macht also in dieser Zone in der Länge der entstehenden Kristalle sehr viel aus. In der Tat hat sich dies auch im Betriebe gezeigt, indem Schmelzen, die zulange abstanden, voll von Kristallschleiern waren.

An Hand des Schaubildes der Temperatur-Zeitkurven der sichtbaren Entglasung kann also der Hütteningenieur genau voraussagen, was mit dem Glase im Ofen geschehen wird; er braucht dazu nur den Temperaturverlauf der Schmelze zu kennen.

Um die Verbindungen festzustellen, die sich bei der Entglasung des Waldhofer Spiegelglases ausgeschieden hatten, wurde von einer bei 1000° 1 Stunde lang entglasten Probe eine Röntgenaufnahme nach Debye-Scherrer gemacht und mit ebensolchen Aufnahmen der für das Dreistoffsystem Na_2O–CaO–SiO_2 in Betracht kommenden chemisch reinen Verbindungen verglichen. Herr Prof. Dr. Glocker, Vorstand des Röntgenlaboratoriums der Technischen Hochschule Stuttgart, hatte die Freundlichkeit, diese Untersuchung mit seiner Debye-Apparatur vornehmen zu lassen. Es wurde durch Vergleich der Interferenzlinien der Einzelsubstanzen mit denen der Entglasung die Gegenwart von Tridymit (SiO_2) und Wollastonit (β-$CaSiO_3$) nachgewiesen.

Zusammenfassung.

1. Es wird ein Entglasungsapparat mit Tiegelthermoelement beschrieben, der es gestattet, Glasproben von 0,05 g Masse rasch auf die Entglasungstemperatur zu erhitzen und abzuschrecken, unter gleichzeitiger exakter Temperaturmessung (± 2° bei 1000°) und Zeitmessung (Sekundenuhr).

2. Die Erscheinungen bei der Entglasung des Waldhofer Spiegelglases von der Zusammensetzung

SiO_2 . .	70,15 %
Al_2O_3 .	1,08
Fe_2O_3 .	0,21
CaO . .	15,63
Na_2O .	11,80
K_2O . .	0,16
As_2O_5 .	0,13
SO_3 . .	0,84
	100,00

werden beschrieben.

3. In Dünnschliffen der Entglasungsproben werden die Maximallängen der Kristalle ausgemessen, die sich bei verschiedenen Temperaturen und Zeiten gebildet hatten.

4. Die Kristallisationsgeschwindigkeit wird bestimmt und die Kurve für die Abhängigkeit von der Temperatur entworfen. Das Maximum der KG liegt bei 1005° ± 2°. Bei dieser Temperatur entstehen in 1 Min. Kristalle von 20 μ Länge.

5. Es werden die für den praktischen Gebrauch dienenden Temperaturzeitkurven der sichtbaren Entglasung für Kristallängen von 10, 50 und 100 μ diskutiert.

6. Die bei 1000° ausgeschiedenen Kristalle des Waldhofer Spiegelglases werden als Tridymit (SiO_2) und Wollastonit (β-$CaSiO_3$) durch Röntgenogramme identifiziert.

(Eingegangen am 1. Mai 1926.)

Einfluß der Wärmevergangenheit auf die optischen Konstanten von Gläsern.

Von Fritz Eckert.

Inhalt: Unterschied in der Wärmevergangenheit beim Senken und Pressen von optischen Glas. — Angaben über die Versuchsbedingungen. — Nummerische Werte der optischen Konstanten unter diesen Bedingungen. — Diskussion der Resultate.

In einer zusammenfassenden Arbeit „Über die Konstitution des Glases"[1]), in welcher die Abhängigkeit der Eigenschaften des festen Glases von der voraufgehenden Wärmebehandlung dargestellt wird, habe ich der Tatsache Erwähnung getan, daß auch die optischen Konstanten des Glases, wenn auch in verhältnismäßig geringen Maße, von ihrer Wärmevergangenheit abhängen. Im folgenden will ich die quantitativen Unterlagen zu meiner Behauptung liefern, welche auf Arbeiten

[1]) Trans. Soc. Gloss. Techn. 9 (1925), 267.



zurückgehen, die im Jahr 1921 bei den Sendlinger Optischen Glaswerken begonnen und nach mehreren Unterbrechungen 1924 abgeschlossen wurden.

Die Untersuchung erstreckte sich zunächst auf einen optischen Glastyp Barint 548/532, weil dieser Typ in einem bekannten photographischen System der Optischen Anstalt C. P. Goerz A.-G. an besonders optisch empfindlicher Stelle Verwendung fand.

Bei der Weiterverarbeitung des in Brocken vorliegenden optischen Hafenglases zu den handelsüblichen Platten verfährt man bekanntlich auf zweierlei Weise: Im Senkprozeß wird der Rohglasbrocken in einer Schamotteform bis zur Fließtemperatur, bei welcher er unter Einfluß seiner eigenen Schwere die Form regelmäßig ausfüllend auseinanderfließt, erweicht und nachher feingekühlt, was mehrere Wochen zu dauern pflegt. Während diesem Prozeß hauptsächlich nur die größeren Glasstücke unterworfen werden, hat man aus Gründen der Zweckmäßigkeit die kleineren Stücke auf dem Wege des Pressens verarbeitet und dann in kleinen Kühlöfen untergebracht. Teilweise wurde der Glasersparnis halber das feingekühlte optische Rohglas in Würfel zerschnitten und diese Würfel dann in Linsenform mit den angenäherten Radien gepreßt und entsprechend der Kleinheit der Stücke einem verhältnismäßig kurzen Kühlprozeß unterworfen. Das Charakteristikum der verschiedenen Wärmevergangenheit einer Preßplatte oder einer gepreßten Linse gegenüber der großen gesenkten Platte war eine niedrigere Ausgangstemperatur, eine etwas höhere Anfangskühltemperatur und ein schnelleres Abfallen in der Entspannungstemperaturzone.

Im vorliegenden Falle beträgt für Barint 548/532 die Fließtemperatur beim Senken etwa 870°, die Ausgangskühltemperatur für feingekühlte Senkplatten 450—460°, die Kühldauer etwa 5 Wochen, wobei der Temperaturabfall bis auf 300° in den ersten 14 Tagen erfolgt. Die Ausgangstemperatur für die Erweichung des Brockens zum Pressen betrug etwa 820°. Die Kühltemperatur für diese Preßplatten und Preßlinsen 460—480°, die Kühldauer der gepreßten Gegenstände 8—10 Tage, wobei der Abfall durch die Entspannungszone in etwa 2 Tagen erfolgt sein dürfte.

Die von mir aufgeworfene Fragestellung war nun folgende: Werden die optischen Konstanten durch eine Wärmebehandlung bei mittleren Temperaturen (Gebiet des plastischen Zustandes) beeinflußt und ist diese Beeinflussung beliebig umkehrbar?

Zu diesem Zwecke wurden folgende umfangreiche Versuche angestellt. Von drei verschiedenen Schmelzen, Nr. 2608, 2609, 2610 wurden aus jedem Hafen sechs große Hafenbrocken aus sechs verschiedenen Stellen entnommen, und zwar aus den mittleren Teil und aus einem an der Wand gelegenen Teil jeweils von oben, in der Mitte und unten. Von jedem dieser sechs Brocken wurden sechs Prismen angefertigt, und zwar:

1. Aus dem Hafenglas.

2. Es wird ein kleineres Stück entnommen, gepreßt, wie eine gepreßte Linse gekühlt, und darauf wird ein Prisma daraus gearbeitet.

3. Der größere Teil des großen Brockens wurde einmal gesenkt und feingekühlt und daraus ein Prisma geschnitten.

Der Rest dieser Senkplatte wird in zwei Teile geteilt und davon ein Teil

4. umgepreßt und mit Preßplatten zusammen gekühlt, der andere

5. nochmals umgesenkt und feingekühlt.

6. Der Rest des Hafenglasbrockens wird gepreßt und unmittelbar nach dem Pressen in einem Feinkühlofen zusammen mit dem gesenkten Glas der normalen Feinkühlung unterzogen.

Der Einfachheit halber werden im folgenden die Prismen bzw. die an ihnen gegossenen Werte mit den bei den einzelnen Positionen genannten Bezeichnungsweisen bezeichnet, und zwar:

Tabelle 1.

Bezeichnung	Wärmevergangenheit des Prisma	Position
H	Hafenglas	1.
L	gepreßt, linsengekühlt . . .	2.
F	gesenkt, feingekühlt	3.
P	nach Senken und Feinkühlen umgepreßt, linsengekühlt . .	4.
S	nach Senken und Feinkühlen nochmals gesenkt und feingekühlt	5.
Q	Hafenglas, gepreßt, feingekühlt	6.

Die Hafenglasbrocken waren vorher schon auf möglichste Schlierenfreiheit ausgesucht. Da bei einigen Arten von Prismen eine weitere Schlierenuntersuchung vorher nicht möglich ist, so fanden sich etliche wenige, welche im optischen Sinne sich bei der Untersuchung nicht als völlig homogen erwiesen. Dies mag der Grund sein, weshalb bei den Messungen einige auffällige Ausreißer dabei sind. Es wurden drei davon bei der Mittelwertsbildung nicht berücksichtigt.

Sämtliche Prismen wurden vor der Pressung sorgfältig auf Spannungen untersucht und spannungsfrei befunden. Die Spannungsfreiheit ist definiert dadurch, daß sich die Größenordnung der Restspannungen innerhalb der Schwankungen der bei der Feinkühlung normalerweise zulässigen Schwankung der Restspannung befinden. Eine Ausnahme bildeten nur naturgemäß die Prismen aus Hafenglas, da diese keinerlei nachfolgenden Entspannungsprozeß unterworfen

worden waren, und infolgedessen teilweise größere Restspannungen zeigten.

Die Messungen selbst wurden mit dem großen Spektrometer mit Autokollimation vom Meßlaboratorium der Opt. Anstalt C. P. Goers ausgeführt.

Die numerischen Resultate der Messungen sind in den folgenden Tabellen 2—4 mitgeteilt:

Spalte I enthält die Bezeichnungsweise für die Wärmevergangenheit des Prismas nach der abgekürzten Bezeichnungsweise.

Spalte II enthält eine abgekürzte Bezeichnungsweise für die Hafenstelle, aus welcher das Glas entnommen wurde, das zur Herstellung des Prismas diente. Und zwar bedeutet:

Mitte, oben M I,
„ mitte M II,
„ unten M III,
Rand vorne, oben V I,
„ „ mitte V II,
„ „ unten V III.

Zu der Diskussion sind in Tabelle 5 die Differenzen Δ der n_D-Mittelwerte gegen den als Normalwert von n_D angesehenen Mittelwert des gewöhnlichen Senk-Feinkühlprozesses in Einheiten der fünften Dezimale angegeben.

Die Hafenkühlung H, bei welcher die gesamte Glasmasse des Hafens in etwa 24—48 Stunden von hoher Temperatur bis in den Bereich des Erstarrungszustandes überführt wird, liegt in ihren Abweichungen vom „Normalwert" nicht so extrem wie die Werte der Preßkühlung.

Die Streuung der Werte ist bis auf einige herausfallende — für die eine Begründung oben angegeben wurde — gering. Immerhin liegt für

Tabelle 2.

Barint 548/532, Schmelze Nr. 2608.

Bezeichnung f. d. Wärmevergangenheit des Prismas	Bezeichnung f. d. Herkunftstelle aus dem Hafen	n_D	n_D Mittel	ν	ν Mittel	$n_{G'} - n_D \cdot 10^6$	$n_{G'} - n_D \cdot 10^6$ Mittel
H	M I	1,54773	1,54772	53,301	53,296	13203	13202
H	M II	1,54778		53,293		13203	
H	M III	1,54778		53,300		13202	
H	V I	1,54765		53,300		13201	
H	V II	1,54769		53,300		13203	
H	V III	1,54769		53,279		13198	
L	M I	1,54796	1,54796	53,273	53,301	13206	13202
L	M II	1,54788		53,306		13200	
L	M III	1,54792		53,303		13201	
L	V I	1,54796		53,312		13205	
L	V II	1,54797		53,313		13197	
L	V III	fehlt		fehlt		fehlt	
F*)	M I	1,54832	1,54833	53,341	53,337	13203	13204
F	M II	1,54833		53,332		13209	
F	M III	1,54834		53,335		13204	
F	V I	1,54832		53,349		13208	
F	V II	1,54834		53,317		13206	
F	V III	1,54834		53,345		13205	
S*)	M I	1,54833	1,54835	53,325	53,337	13207	13204
S	M II	1,54834		53,324		13203	
S	M III	1,54836		53,358		13205	
S	V I	1,54836		53,323		13205	
S	V II	1,54837		53,346		13201	
S	V III	1,54836		53,344		13202	
P	M I	1,54769	1,54768	53,274	53,272	13204	13204
P	M II	1,54770		53,277		13208	
P	M III	1,54769		53,297		13200	
P	V I	1,54768		53,284		13208	
P	V II	1,54767		53,242		13201	
P	V III	1,54768		53,258		13205	
Q*)	M I	1,54836	1,54837	53,336	53,326	13205	13207
Q	M II	1,54836		53,331		13205	
Q	M III	1,54836		53,330		13208	
Q	V I	1,54839		53,322		13206	
Q	V II	1,54840		53,302		13211	
Q	V III	1,54837		53,337		13204	

*) Werte mit Feinkühlung.

Tabelle 3.
Barint 548/532, Schmelze Nr. 2609.

Bezeichnung f. d. Wärmevergangenheit des Prismas	Bezeichnung f. d. Herkunftstelle aus dem Hafen	n_D	n_D Mittel	ν	ν Mittel	$n_{G'} - n_D \cdot 10^6$	$n_{G'} - n_D \cdot 10^6$ Mittel
H	M I	1,54852	1,54853	53,166	53,160	13258	13256
H	M II	1,54854		53,175		13261	
H	M III	1,54856		53,173		13262	
H	V I	1,54849		53,123		13262	
H	V II	1,54852		53,166		13257	
H	V III	1,54852		53,159		13257	
L	M I	1,54707	1,54717	53,081	53,095	13241	13246
L	M II	1,54729		53,124		13248	
L	M III	1,54716		53,081		13249	
L	V I	kein Glas vorhanden					
L	V II						
L	V III						
F*)	M I	1,54904	1,54903	53,189	53,205	13255	13257
F	M II	1,54904		53,184		13258	
F	M III	1,54904		53,202		13261	
F	V I	1,54903		53,208		13259	
F	V II	1,54903		53,215		13256	
F	V III	1,54902		53,231		13254	
S*)	M I	1,54906	1,54905	53,206	53,196	13262	13263
S	M II	1,54905		53,177		13264	
S	M III	1,54903		53,190		13264	
S	V I	1,54915		53,137		13276	
S	V II	1,54908		53,178		13265	
S	V III	1,54894		53,228		13259	
P	M I	1,54835	1,54836	53,182	53,168	13255	13256
P	M II	1,54836		53,153		13260	
P	M III	1,54835		53,160		13255	
P	V I	1,54833		53,209		13253	
P	V II	1,54843		53,182		13256	
P	V III	(1,54808)		53,119		13254	
Q*)	M I	1,54905	1,54907	53,198	53,193	13269	13263
Q	M II	1,54907		53,208		13261	
Q	M III	1,54908		53,204		13261	
Q	V I	fehlt		fehlt		fehlt	
Q	V II	1,54909		53,192		13263	
Q	V III	(1,54882)		53,165		13259	

*) Werte mit Feinkühlung.

die S- und Q-Werte ein leichtes Abweichen gegenüber der Größenordnung der Streuung der einzelnen Werte von F vor. Auch die P-Werte zeigen in allen Fällen eine deutlichere, größere Abweichung als die H-Werte. Die extremsten Abweichungen zeigen sich bei den L-Werten. Dieses wird wohl in der geringen Wärmekapazität der hierbei zu Prismen verwendeten kleinen Stücke begründet sein.

Aus dem Vergleich der H-Werte mit den L- und P-Werten (spannungsfrei) geht hervor, daß der Einfluß der Spannung der vorliegenden Größenordnung mindestens gering sein muß gegenüber dem Einfluß der Wärmevergangenheit.

Die ν-Werte verlaufen ungefähr proportional mit den n_D-Werten und nehmen um annähernd eine Einheit der ersten Dezimale ab, wenn der Brechungsindex um zwei Einheiten der dritten Dezimale sinkt.

Es geht daraus hervor, daß die Länge der Zeit, die man ein Glas auf den Temperaturen verweilen läßt, die zwischen den Fließ- und den Erstarrungstemperaturen liegt, maßgebend ist für die optischen Konstanten, die nur erklärt werden kann durch eine konstitutive Umlagerung der Moleküle. Dasselbe wurde in der Zwischenzeit ja auch von einigen Beobachtern mitgeteilt. Insbesonders sei auch hier auf die Arbeit von A. A. Lebedeff[2])

[2]) A. A. Lebedeff, On Polymorphism and Annealing of Glass. Trans. Opt. Inst. Petrograd **2** (1921), 18. S. Nr. 10.

Tabelle 4.
Barint 548/532, Schmelze Nr. 2610.

Bezeichnung f. d. Wärmevergangenheit des Prismas	Bezeichnung f. d. Herkunftstelle aus dem Hafen	n_D	n_D Mittel	ν	ν Mittel	$n_{G'} - n_D \cdot 10^6$	$n_{G'} - n_D \cdot 10^6$ Mittel
H	M I	1,54798	1,54798	53,277	53,281	13208	13212
H	M II	1,54801		53,296		13211	
H	M III	1,54799		53,314		13212	
H	V I	1,54797		53,258		13215	
H	V II	1,54800		53,293		13209	
H	V III	1,54796		53,249		13216	
L	M I	1,54746	1,54719	53,259	53,237	13210	13207
L	M II	1,54761		53,281		13209	
L	M III	1,54759		53,240		13213	
L	V I	1,54693		53,230		13205	
L	V II	1,54697		53,222		13203	
L	V III	1,54659		53,189		13201	
F*)	M I	1,54855	1,54854	53,313	53,305	13214	13217
F	M II	fehlt		fehlt		fehlt	
F	M III	1,54854		53,264		13218	
F	V I	1,54853		53,342		13217	
F	V II	1,54854		53,302		13217	
F	V III	(1,54893)		(53,344)		(13222)	
S*)	M I	fehlt	1,54856	fehlt	53,303	fehlt	13220
S	M II	„		„		„	
S	M III	1,54855		53,308		13216	
S	V I	1,54855		53,304		13219	
S	V II	1,54856		53,297		13220	
S	V III	1,54858		53,303		13223	
P	M I	1,54801	1,54782	53,254	53,262	13217	13213
P	M II	fehlt		fehlt		fehlt	
P	M III	1,54794		53,287		13208	
P	V I	1,54766		53,253		13211	
P	V II	1,54769		53,252		13217	
P	V III	1,54780		53,264		13214	
Q*)	M I	1,54860	1,54857	53,340	53,309	13214	13219
Q	M II	1,54863		53,314		13218	
Q	M III	1,54851		53,304		13220	
Q	V I	1,54857		33,279		13220	
Q	V II	1,54858		53,298		13222	
Q	V III	1,54856		53,319		13217	

*) Werte mit Feinkühlung.

Tabelle 5.

Δ gegen F des Mittelwertes n_D für	S	Q	H	L	P	Δ gegen n_D der Einzelwerte F
Nr. 2608	+2	+4	−61	−37	−65	2
Nr. 2609	+2	+4	−50	−186	−67	2
Nr. 2610	+2	+3	−56	−135	−62	2

hingewiesen, der allerdings keine eingehenden quantitativen Ergebnisse mitteilt.

Bemerkenswert ist die geringe Schwankung der der Feinkühlung unterworfenen F-, S- und Q-Werte. Diese schwanken unter sich nur um einige Stellen der fünften Dezimale, was eine außerordentliche optische Homogenität der Schmelze bekundet. Die Größe der Homogenität ist bemerkenswert gegenüber den Feststellungen früherer Autoren, welche an verschiedenen Schmelzen anderer Herkunft Schwankungen des Brechungsexponenten um einige Einheiten der dritten[3]) bzw. der vierten[4]) Dezimale feststellten. Die Schwankungen einer Einheit der fünften Dezimale sind wohl bei allen optischen Instrumenten zulässig.

Die drei Schmelzen wurden ferner aus einem und demselben Gemenge in Häfen derselben Größe und Art unter möglichst gleichen Schmelz-

[3]) Zschokke, Homogenität des optischen Glases. Zeitschr. f. Instr. **29** (1909), 286—289.

[4]) Gifford, The existing Limits of Uniformity in Producing Optical Glass. Proc. Roy. **87** (1912), 189—193; Beibl. Ann. d. Phys **37** (1913), 215.



bedingungen hergestellt. Sie zeigen wohl die praktische Grenze der Reproduzierbarkeit der optischen Lage bei verschiedenen Schmelzen. Dabei weicht n_D um sieben Einheiten der vierten Dezimale und ν um eine Einheit der ersten Dezimale bei den F-Werten voneinander ab.

Die Dichte wurde an sämtlichen Prismen bestimmt. Das Hafenglas änderte sich gegenüber dem feingekühlten Glas um einige Einheiten der zweiten Dezimale. Das Hafenglasprisma ist das einzige, welches gemäß seiner Herkunft mit Spannung behaftet ist, weshalb man den Anteil an der Änderung der Raumerfüllung, welche auf Spannung durch mechanische Kräfte, und welche auf molekulare Umlagerung zurückzuführen ist, bei ihm nicht trennen kann. Bei den L- und P-Werten, bei denen die Kühlung zur Spannungsfreiheit hinreicht und trotzdem die Abweichungen der optischen Werte größer sind, ist dieses anders.

Die eingangs aufgeworfene Fragestellung kann also dahin beantwortet werden, daß auch bei spannungsfreier Kühlung die optischen Werte von der Wärmevergangenheit des Stückes abhängen, und zwar nur von der letzten, d. h. jedes Stück kann sofern es nicht auf so hohe Temperaturen gebracht wird, daß Änderungen anderer Art eintreten, unbeschadet seiner sonstigen Wärmevergangenheit durch die „normale“ Behandlung auf den „Normalwert“ gebracht werden. Der Vorgang ist also innerhalb gewisser Temperaturgrenzen beliebig reversibel.

An dieser Stelle möchte ich noch Herrn Professor Dr. F. Weidert für sein großes Interesse an der Arbeit bestens danken, sowie der Mitarbeit des inzwischen verstorbenen Herrn Dr. Oberländer bei den Messungen gedenken.

Zusammenfassung.

1. Der Brechungsexponent des Glases ist von der Länge der Zeit, die es im plastischen Zustand verweilte, abhängig.

2. Für den Wert der optischen Konstanten ist im wesentlichen die letzte Wärmevergangenheit maßgebend.

3. Durch die Messungen wird die durchschnittliche Homogenität einer optischen Schmelze festgelegt, und die Reproduktionsfähigkeit drei verschiedener Schmelzen unter möglichst gleichen Bedingungen gezeigt.

(Eingegangen am 28. April 1926.)

Die Änderung des „Kegelfallpunktes“ von Steingutglasuren mit veränderter chemischer Zusammensetzung.

(Vorläufige Mitteilung[1]) aus dem Glasforschungslaboratorium des Instituts für chemische Technik, Technische Hochschule Karlsruhe.)

Von E. Zschimmer und E. Leonhardt.

Inhalt: Schmelzbarkeit von Glasuren; Definition eines „Kegelfallpunktes νn“; Kegelfallpunkte in Abhängigkeit von chemischer Zusammensetzung und Heizgeschwindigkeit; Zusammenfassung.

In der Keramik verwendet man zur Herstellung der Glasuren mehr oder weniger schwer schmelzbare Gläser. Für Steingutglasuren benützt man z. B. ziemlich leicht schmelzende Boro-Silikat-Bleigläser; Porzellanglasuren haben in ihrer chemischen Zusammensetzung Ähnlichkeit mit den Gläsern der Flaschengruppe.

Es ist nun für das Aufbrennen der fein gemahlenen Glasuren auf den Scherben sehr wichtig, daß man den Grad der Schmelzbarkeit des Glasurpulvers bzw. des Glases überhaupt einigermaßen genau bestimmen kann. Man beurteilt das Glattbrennen einer Glasurfritte bzw. einer Glasur, die aus einer Fritte mit verschiedenen Mühlenzusätzen (Kaolin, Quarzmehl, Feldspat usw.) besteht, zunächst rein qualitativ, indem man sich eine systematische Reihe glasierter Probeplättchen herstellt, die man gleichzeitig in demselben Ofen brennt.

Um einen Vergleichsmaßstab für das mehr oder weniger leichte Schmelzen oder Glattbrennen verschiedener Glasurfritten bzw. Glasuren zu haben, benützt man in der keramischen Industrie die bekannten Segerkegel — abgestumpfte dreiseitige Pyramiden, aus Silikatgemischen hergestellt, die nach zunehmender Schmelzbarkeit in einer Reihe sogenannter „Kegelnummern“ geordnet sind. Jeder Kegelnummer entspricht eine bestimmte Zusammensetzung der Kegelmasse, und zwar haben die bei niedrigen Temperaturen schmelzenden Kegel eine glasurartige, die höher schmelzenden eine tonartige Zusammensetzung. Die Reihenfolge der Kegelnummern bezeichnet genauer ausgedrückt die Reihenfolge der Deformierbarkeit der Kegel bei zunehmenden Temperaturen. Der sog. „Kegelschmelzpunkt“ nach Seger ist also ein Deformationspunkt der Kegelmasse in Pyramidenform. Dieser Deformationspunkt ist dadurch bestimmt, daß die Spitze des mit dem Fortschreiten der Hitze allmählich erweichenden und sich neigenden Kegels die Unterlage berührt, auf welcher der Kegel aufgesetzt wurde. In der Regel setzt man zur Überwachung des Garbrandes keramischer Waren in einem Brennofen drei aufeinander folgende Kegel-

[1]) Die Arbeit erscheint demnächst ausführlich im Sprechsaal.

nummern demselben Wärmeeinfluß aus; der gewünschte Brenngrad ist in dem Augenblicke erreicht, in welchem sich der mittlere dieser drei Kegel in der beschriebenen Weise deformiert.

Der Zweck der vorliegenden Untersuchung war nun:

1. An einer bekannten Steingut-Glasurfritte festzustellen, wie sich Pyramiden aus dieser Fritte von der Form der Segerkegel unter dem Einfluß der Wärme verhalten, und zwar im Vergleich mit Segerkegeln, die derselben Wärmebehandlung unterworfen sind.

2. Insbesondere sollte festgestellt werden, welchen Einfluß die Heizgeschwindigkeit auf die Deformation der Kegel hat.

3. Es sollte ferner festgestellt werden, welchen Einfluß die mechanische Struktur der Kegel, z. B. die Korngröße auf den Deformationspunkt hat.

4. Endlich sollte festgestellt werden, wie sich die Deformation (die Schmelzbarkeit) von Kegeln der gegebenen Glasurfritte ändert, wenn man die chemische Zusammensetzung des Glases durch Zusätze verschiedener Oxyde in verschiedenen Mengen ändert.

Es hat sich herausgestellt, daß man die genauesten Bestimmungen erhält, wenn man die in Schamottetiegeln in Fletcher-Öfen[2]) erschmolzene Glasmasse in die gegebene Form der Pyramiden ausgießt und preßt, ebenso wie es beim Preßglas geschieht.

Um die Temperaturbedingungen für die Deformationsbestimmungen möglichst exakt einzuhalten, wurde ein elektrisch beheizter Platinband-Horizontal-Rohrofen mit Temperaturregler[3]) von Heraeus benützt, in dem sich vermittelst eines geeigneten Vorschaltwiderstandes vorgeschriebene Heizgeschwindigkeiten innerhalb bestimmter Grenzen sehr genau einhalten ließen. In der Mitte des Ofens erhielt man eine temperaturkonstante Zone von 15 bis 20 cm Länge. In diesen temperaturkonstanten Raum wurden die auf einer Schamotteplatte mit Schamottemörtel aufgekitteten Kegel eingesetzt, so daß man sie im Querschnitt des Heizrohres bequem beobachten und durch Belichtung mit einer starken Drahtlampe im auffallenden Licht photographieren konnte. Die Temperaturen wurden mit einem bis an die Kegel geführten Platin-Platin-Rhodium-Thermoelement und angeschlossenen Millivoltmeter von Siemens & Halske bestimmt.[4])

Die Methode von Seger läßt sich nun innerhalb gewisser Fehlergrenzen, die aber für die Praxis keine Rolle spielen, zu einer zahlenmäßigen Bestimmung der Erweichungsfähigkeit bzw. Deformierbarkeit verschieden zusammengesetzter Gläser unter dem Einfluß der Wärme ausbilden. Beobachtet man an einer massiven Glaspyramide, z. B. von der Form der Industrie-Segerkegel den Segerschen Deformationspunkt — also das bekannte Erweichungsphänomen — unter genauen Temperatur- und Zeitbedingungen, die der elektrische Rohrofen mit regulierbarer Heizgeschwindigkeit ermöglicht, so kann man eine technische Konstante definieren, die die Erweichungsfähigkeit eines Glases innerhalb bestimmter Fehlergrenzen genügend scharf charakterisiert. Man kann nämlich die Temperatur t messen, bei welcher unter einer genau bestimmten Heizgeschwindigkeit v (in ^{0}C pro Minute) die „Segersche Deformation" einer massiven Glaspyramide von genau bestimmter Form (Form des Industrie-Segerkegels) eintritt. Wenn man den Deformationsverlauf als das „Fallen" des Kegels bezeichnet, so liegt es wohl nahe, diesen Deformationspunkt (unter den genau bestimmten Bedingungen) als einen bestimmten „Kegelfallpunkt KF" anzusprechen. Der „Kegelfallpunkt KF" würde also einen Temperaturpunkt t mit zugeordneter Heizgeschwindigkeit $v = n^0$ C/Min. bedeuten. Sagt man also: Ein Glas von bestimmter Zusammensetzung habe z. B. den Kegelfallpunkt „$KF = 650^0 v\, 6$", so bedeutet diese Angabe folgendes: Eine massive Pyramide aus diesem Glase von der Form der Segerkegel erreicht bei einer Heizgeschwindigkeit von 6^0 C pro Minute bei der Temperatur $t = 650^0$ C den „Segerschen Deformationspunkt".

Für eine in der Industrie gebrauchte Steingut-Glasurfritte von der Zusammensetzung (Analyse):

SiO_2	45,77 %
B_2O_3	14,83 %
Al_2O_3	6,63 %
Fe_2O_3	0,21 %
PbO	19,42 %
CaO	3,91 %
MgO	0,21 %
Na_2O	6,89 %
K_2O	1,89 %
Feuchtigkeit[5])	0,25 %
	100,06

wurde der Kegelfallpunkt $KF = 720^0 v\, 6$ bestimmt.

Zu je 100 Gewichtsteilen dieses Grundglases (Fritte) wurden wachsende Mengen von SiO_2, B_2O_3,

[2]) Abbildung s. Zschimmer, Theorie des Glasschmelzkunst, I, 98, Jena 1923.

[3]) Dr. A. Haagn, Über eine neue, selbsttätige Temperaturregelung für elektrische Öfen, Elektrotechnische Zeitschrift 1919, Heft 51; J. Springer, Berlin

[4]) Eichung des Elementes nach der Kompensationsmethode.

[5]) Der bei 120° getrockneten Substanz nach Erhitzen auf 400° C.

Al_2O_3, PbO, CaO hinzugefügt[6]), um die Veränderung des Kegelfallpunktes zu messen. Die aus diesen Gemischen durch Schmelzen im Fletcher-Ofen, Gießen und Pressen hergestellten Kegel wurden in der beschriebenen Art bei einer Heizgeschwindigkeit von 6 °C pro Minute beobachtet. Der Einfluß der verschiedenen Zusätze auf den Kegelfallpunkt des Grundglases ist aus Bild 1 zu ersehen. Zusätze von Na_2O, PbO und B_2O_3 erniedrigten den Kegelfallpunkt der reinen Fritte, am stärksten Na_2O, weniger PbO, am wenigsten

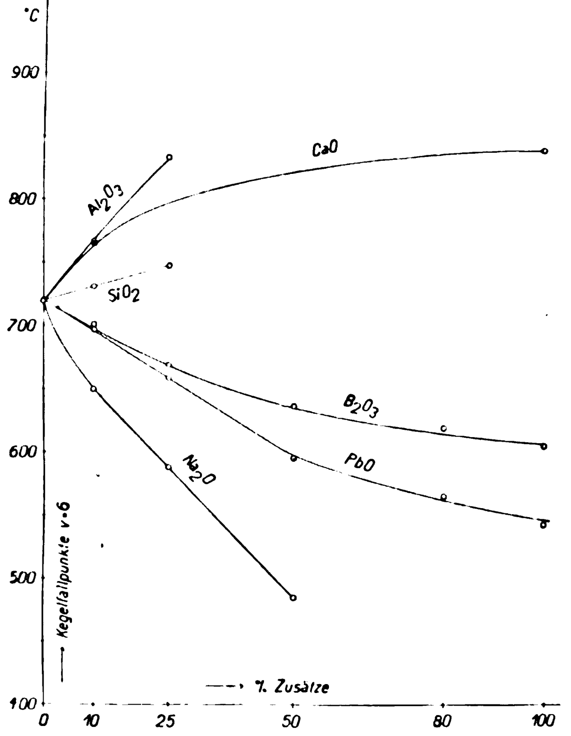


Abb. 1. Änderung des Kegelfallpunktes mit der chemischen Zusammensetzung.

B_2O_3. Ein Zusatz von 25 % Na_2O auf 100 Teile Fritte erniedrigte z. B. den Kegelfallpunkt von 720 °C auf 590 °C, also um 130°; 25 % PbO erniedrigten ihn auf 660 °C, also um 60°; ein Zusatz von 25 % B_2O_3 setzte den Kegelfallpunkt auf 670° C, also um 50° herunter.

Zusätze von Al_2O_3, CaO und SiO_2 erhöhten den Kegelfallpunkt. Den größten Einfluß übte Al_2O_3 aus, dann folgt CaO, das hier also nicht als Flußmittel gewirkt hat, und endlich SiO_2. Beispielsweise erhöhte ein Zusatz von 25 % Al_2O_3 den Kegelfallpunkt auf 835 °C, also um 115°; 25 % CaO erhöhten ihn auf 795 °C, also um 75°; ein ebenso großer Zusatz von SiO_2 erhöhte den Kegelfallpunkt auf 750 °C, also um 30°.

Für eine ähnlich zusammengesetzte, im Laboratorium geschmolzene Fritte (Analyse):

SiO_2	54,65 %
B_2O_3	18,80 %
Al_2O_3	8,98 %
PbO	11,03 %
CaO	2,21 %
Na_2O	4,11 %
Feuchtigkeit	0,17 %
	99,95

wurden die Kegelfallpunkte für zwei verschiedene Heizgeschwindigkeiten $KF = 760^0\, v\, 6$ und $KF = 710^0\, v\, 2$ bestimmt.

Zu je 100 Gewichtsteilen dieser Fritte wurden wieder wachsende Mengen der in diesem Grundglase enthaltenen Glasoxyde hinzugefügt. Die ent-

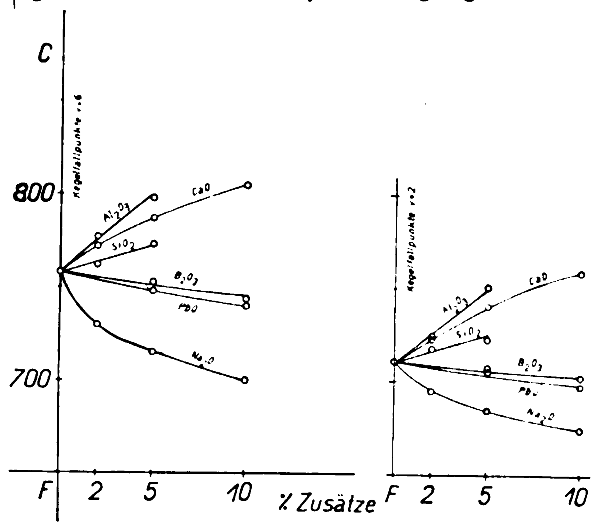


Abb. 2. Abhängigkeit des Kegelfallpunktes von chemischer Zusammensetzung und Heizgeschwindigkeit.

sprechenden Gemenge wurden in diesem Falle jedesmal neu berechnet und in Versuchstiegeln (100 bis 120 Gramm Glasinhalt) geschmolzen. Die im Heraeus-Ofen bei zwei verschiedenen Heizgeschwindigkeiten beobachteten Kegelfallpunkte sind aus Bild 2 ersichtlich. Die Schaulinien verlaufen ähnlich wie in Bild 1. Man erkennt wieder die Erniedrigung des Kegelfallpunktes des Grundglases durch Zusätze von Na_2O, PbO und B_2O_3 und die Erhöhung durch Zusätze von Al_2O_3, CaO und SiO_2. Die Tatsache, daß der Kalk bei derartigen Steingutfritten die Schmelzbarkeit der Glasur vermindert (sie „härter“ macht), sollte von der Steingutindustrie besonders beachtet werden.

Vergleicht man die Schaulinien für die beiden Heizgeschwindigkeiten im Bild 2 (links 6 °C pro Minute, rechts 2 °C pro Minute), so sieht man, daß bei der geringeren Heizgeschwindigkeit sämt-

[6]) Das Frittepulver wurde mit Quarzmehl bzw. krist. Borsäure, Tonerdehydrat, Mennige, Kalziumkarbonat oder Natriumkarbonat in entsprechender Menge versetzt und die Mischung trocken vermahlen.

liche Kegelfallpunkte niedriger liegen. Der Kegelfallpunkt des Grundglases liegt für *v* 6 bei 760° C und ist für *v* 2 auf 710° C, also um 50° herabgesetzt. Ein Zusatz von 5 % Na_2O erniedrigte den Kegelfallpunkt des Grundglases bei einer Heizgeschwindigkeit von 6° C/Min. auf 715° C, während der gleiche Zusatz bei einer Heizgeschwindigkeit von 2° C/Min. eine noch weitere Herabsetzung auf 685° C bewirkte. Durch einen Zusatz von 5 % Al_2O_3 wurde der Kegelfallpunkt bei einer Heizgeschwindigkeit *v* 6 auf 800° C erhöht, bei der Heizgeschwindigkeit *v* 2 nur auf 750° C.

Warum tritt nun die Segersche Deformation bei einer geringeren Heizgeschwindigkeit bei niedrigerer Temperatur ein? — Die Gläser haben keinen Schmelzpunkt; ihre Erweichung vollzieht sich allmählich in einem Temperaturintervall — sie besteht in der Verminderung der Zähigkeit der Glasmasse mit steigender Temperatur. Die Änderung der Zähigkeit beginnt schon bei verhältnismäßig tiefen Temperaturen. Hat man nun eine kleine Heizgeschwindigkeit, so wird die Glaspyramide eine bedeutend längere Zeit dem Einfluß der Temperatur ausgesetzt. Bei einer Heizgeschwindigkeit von 6° C/Min. war z. B. der Kegelfallpunkt des Grundglases in Bild 2 nach rund zwei Stunden erreicht worden, dagegen bei der kleineren Heizgeschwindigkeit von 2° C/Min. erst nach rund 4½ Stunden. In der kurzen Deformationszeit fiel der Glaskegel bei 760° C, in der längeren Deformationszeit schon bei 710° C.

Die Abweichungen der Kegelfallpunkte bei verschiedenen Heizgeschwindigkeiten *v* 1, *v* 2, *v* 4, v 6 ... lassen sich ohne weiteres nicht voraussagen, da es bekanntlich „lange" und „kurze" Gläser gibt. Bei einem kurzen Glase ändert sich das Zähigkeitsgefälle von einer Temperatur an mit stärkerer Beschleunigung als bei einem langen Glase.

Die Methode der Kegelfallpunkte kann man möglicherweise in der Glasindustrie verwenden, um die Änderung der Zähigkeit verschiedener Gläser bei wechselnder Temperatur zu bestimmen. Denkt man sich von einer Reihe verschieden zusammengesetzter Gläser die Kegelfallpunkte für eine Reihe verschiedener Heizgeschwindigkeiten gemessen, so würde sich in diesen Messungen der Verlauf der Zähigkeit mit der Temperatur widerspiegeln. Es ist also möglich, daß man die Methode der Kegelfallpunkte bei verschiedener Heizgeschwindigkeit als ein einfaches praktisches Verfahren benützen kann, um Gläser verschiedener Art in bezug auf die Zähigkeitsänderung mit der Temperatur zu charakterisieren.

Zusammenfassung.

1. Es wird ein „Kegelfallpunkt *v n*" zur Charakterisierung der Erweichung von Gläsern definiert. Der Kegelfallpunkt $KF = t^0 v\, n$ ist derjenige Temperaturpunkt t^0, bei welchem eine massive Pyramide von der Form der Industrie-Segerkegel bei einer Heizgeschwindigkeit $v = n^0$ C pro Minute den Segerschen Deformationspunkt erreicht. (Berührung der Spitze der Pyramide mit der Grundplatte).

2. Ein Heraeus-Rohrofen mit exakt regulierbarer Heizgeschwindigkeit wird beschrieben.

3. Für eine Steingut-Glasurfritte von der Zusammensetzung; 45,77 % SiO_2, 14,88 % B_2O_3, 6,63 % Al_2O_3, 0,21 % Fe_2O_3, 19,42 % PbO, 3,91 % CaO, 0,21 % MgO, 6,89 % Na_2O, 1,89 % K_2O, 0,25 % Feuchtigkeit wird der Kegelfallpunkt KF für $v = 6$ bestimmt.

4. Für diese Fritte wird die Änderung von KF durch wechelnde Zusätze von SiO_2, B_2O_3, Al_2O_3, PbO, CaO und Na_2O bei $v = 6$ bestimmt.

5. Für eine zweite Steingutfritte von der Zusammensetzung: 54,65 % SiO_2, 18,80 % B_2O_3, 8,98 % Al_2O_3, 11,03 % PbO, 2,21 % CaO, 4,11 % Na_2O, 0,17 % Feuchtigkeit werden die Kegelfallpunkte KF für zwei Heizgeschwindigkeiten $v = 6$ und $v = 2$ bestimmt.

6. Für diese Fritte werden die Änderungen von $KFv\,6$ und $KFv\,2$ durch wechelnde Zusätze von SiO_2, B_2O_3, Al_2O_3, PbO, CaO und Na_2O bestimmt.

7. Für die Steingutindustrie ergibt sich die bemerkenswerte Tatsache, daß der Kalk (CaO) bei den genannten Glasurfritten nicht als Schmelzmittel wirkt, sondern den Kegelfallpunkt erheblich steigert.

8. Es wird vorgeschlagen, die Kegelfallpunkte verschieden zusammengesetzter Gläser für verschiedene Heizgeschwindigkeiten zu messen, um dadurch den Verlauf der Zähigkeit mit der Temperatur zu kennzeichnen.

(Eingegangen am 1. Mai 1926.)

Signalgrün und die Absorption des Kupferoxyds in verschieden zusammengesetzten Gläsern.

(Vorläufige Mitteilung[1]) aus dem Glasforschungslaboratorium des Instituts für Chemische Technik der Technischen Hochschule Karlruhe.)

Von E. Zschimmer, C. M. Grisar and H. Meess.

Inhalt: Die Relativwerte der Blaudurchlässigkeit bezogen auf Rot = 2 % werden für verschieden zusammengesetzte Gläser mit 4,5 % CuO festgestellt; daraus ergeben sich die Richtlinien für die zweckmäßigste Komposition eines idealen Signal-Grünglases.

Die Anregung zu dieser Untersuchung verdanken wir der Deutschen Seewarte. Sie hatte

[1]) Die Arbeit erscheint demnächst ausführlich im Sprechsaal.



den Zweck, festzustellen, inwiefern die Sichtweite der für Schiffspositionslaternen gebrauchten grünen Signallampen durch geeignete Vorsteckgläser erhöht werden könnte. Dies ist lediglich eine Frage der richtig gewählten Absorption des Glases. Die Grundlage zur Lösung dieser Aufgabe bildet zunächst die Erkenntnis der absorbierenden Wirkung der für das grüne Glas in Betracht kommenden Farbstoffe bei wechselnder Zusammensetzung des Glases. Die erwünschte Färbung des grünen Signalglases („Signalgrün") beruht wesentlich auf der Einverleibung des Kupferoxyds (CuO) in die Zusammensetzung der Glasmasse. Das grüne Signalglas muß vor allem die roten, orangefarbigen und gelben Lichtstrahlen möglicht vollkommen verschlucken, zugleich aber soll es die grünen und blauen Lichtstrahlen mit möglichst hoher Intensität durchlassen. Das Kupferoxyd oder vielmehr die Verbindungen, die es mit der Kieselsäure und den Basen im Glasfluß bildet, haben die spezifische Eigenschaft, eine solche Absorption im Glas hervorzubringen, vorausgesetzt, daß die Glaszusammensetzung richtig gewählt wird. Dies besagt aber nicht, daß Zusatzfärbungen z. B. durch Kobaltoxyd (Co_2O_3) und Chromoxyd (Cr_2O_3) gänzlich zu entbehren sind, um ein möglichst ideal gefärbtes Signalgrün herzustellen. Wahrscheinlich wird man eine oder die beiden genannten Farbstoffe in einem gewissen Mengenverhältnis zum Kupferoxyd hinzufügen müssen, um die günstigste Absorption zu erzielen. Wir werden unsere Untersuchung später in dieser Richtung fortsetzen, indem wir uns vorläufig darauf beschränken, einen Überblick zu geben über den Einfluß, den die wechselnde Glaszusammensetzung auf die Absorption der gleichen Menge Kupferoxyd (CuO) auf die Gewichtseinheit des Glases ausübt.

Die Deutsche Seewarte prüft die zu untersuchenden grünen Vorsteckgläser des Handels durch photometrische Vergleichung mit einer als Standardglas dienenden blaugrünen Normalscheibe. In den von der Seewarte herausgegebenen Untersuchungen über Sichtweite und Helligkeit der Schiffspositionslaternen mit besonderer Rücksicht auf die richtige Färbung der Gläser[2]) wird gesagt, das Glas der Normalscheibe für Grün („Nr. 23, bezeichnet als NS, Grün") sei „ein sehr schönes Blaugrün, welches nicht zu dunkel ist, und unter allen Umständen unzweifelhaft als Grün erkannt worden war". Das heißt, bei jeden Wetter erschien eine mit dieser Scheibe ausgerüstete Signallampe dem Auge bei der größtmöglichen Sichtweite noch als grünes Licht und zwar mit der nötigen Helligkeit, um sicher erkannt zu werden. Schlechte Grüngläser haben dagegen die Eigenschaft, entweder bei genügender Helligkeit gelblich oder „weiß" zu erscheinen, sobald eine gewisse Sichtweite erreicht wird, oder sie sind zu dunkel. Dies beruht darauf, daß die Atmosphäre die Lichtstrahlen von verschiedener Wellenlänge in verschiedenem Maße verschluckt und somit das scheinbare Absorptionsspektrum des Glases verändert. Bei der photometrischen Messung werden die beiden zu vergleichenden Gläser in zwei vollkommen gleiche Petroleumlaternen von normaler und gleicher Helligkeit eingesetzt. Um die Helligkeit der mit dem Standardglas „NS, Grün" ausgerüsteten Normallaterne auf die mit demselben Signalglas versehene Hefnerlampe zu beziehen, wurde der Abstand der Grünscheibe von der Hefnerlampe normal = 10 cm gewählt. Die Intensitätsvergleichung beider Lampen mit dem Grünglas ergab:

Intensität der Normallaterne mit NS, Grünscheibe = 13,5 × Intensität der Hefnerlampe mit NS, Grünscheibe.

Aus den Beobachtungen der Sichtweite der Laternen auf Probefahrten bei verschiedenem Wetter ergab sich, daß ein Licht von der Stärke einer Hefnerkerze noch zu sehen ist

a) bei völliger Dunkelheit, aber sehr durchsichtiger Luft 1,33 Seemeilen,

b) bei völliger Dunkelheit, aber Regenwetter 0,95 Seemeilen. (Als Vergleich diene die Angabe: 1,1 Seemeile = 2 Kilometer.)

Unter Berücksichtigung der für die Praxis in Betracht kommenden wechselnden Bedingungen, denen die Feststellung der Sichtweite unterworfen ist, verlangt die Seewarte für „weißes" Licht:

Für eine Sichtweite von: 1, 2, 3, 4, 5 Seemeilen eine Helligkeit der Laterne von rund: 1, 4, 8, 14, 21 Hefnerkerzen.

Die Normallaterne der Seewarte hat ohne Grünscheibe bei gut durchsichtiger Luft und in dunkler Nacht eine Sichtweite von nahezu 2 Seemeilen; durchschnittlich kommt die Lampe im praktischen Gebrauche aber erst auf 1,7 Seemeilen Entfernung in Sicht.

Bei den Beobachtungen, die mit grünen Lampen gemacht wurden, ergab sich, daß die grünen Lichtstrahlen auch bei bestem Wetter stärker absorbiert werden als die Gesamtintensität des „weißen" Lichtes. Für praktische Zwecke darf man annehmen, daß die Sichtweite für grünes Licht proportional der Kubikwurzel aus der Lichtintensität ist. Bei bekannter Intensität läßt sich also die Sichtweite des grünen Lichtes annähernd berechnen — allerdings nur für die günstigsten Wetterbedingungen. Die Seewarte fordert für den praktischen Gebrauch eine Lichtstärke von wenigstens 16 Hefnerkerzen, um bei einem „guten Grün"

[2]) Hamburg 1894, gedruckt bei Hammerich & Lesser in Altona.

eine Sichtweite von 2 Seemeilen unter normalen Verhältnissen zu verbürgen.

In dem optischen Laboratorium der Deutschen Seewarte wurde nun die Absorption des Standardglases „NS, Grün" mittels eines Universalspektralapparates mit Vierordtschen Doppelspalter gemessen. Die Dicke des Glases ist in der bekannten Abhandlung nicht angegeben; die Messungen beziehen sich also nicht auf die Dickeneinheit. Mit Einschluß des Reflexionsverlustes betragen die Durchlässigkeitsfaktoren dieser Scheibe:

Spektrallinie:	*C*	*D*	*E*	*F*	*G*	*h*
Wellenlänge:	656,2	589,2	526,9	486,1	430,9	410,1
Durchlässigkeitsfaktor:	0,01	0,05	0,18	0,36	0,19	0,14

Mit diesem seinerzeit (1894) besten Grünglase vermindert sich auch bei günstigem Wetter die Sichtweite der Laternen auf die Hälfte und darunter. Bei den heute im Handel befindlichen grünen Signalgläsern ist die Absorption nicht wesentlich besser, wohl aber bei den meisten Gläsern noch bedeutend ungünstiger als bei dem Standardglas Nr. 23 der Seewarte. Nach einer Mitteilung, die wir der Firma Gebr. Putzler, Glashüttenwerk, Penzig, verdanken, gibt die Seewarte neuerdings die folgenden Durchlässigkeitsfaktoren für Normalgrün an:

Spektrallinie:	*A/B*	*C*	*D*	*E*	*F*	*G*
Durchlässigkeitsfaktor:	0,00	0,01	0,06	0,29	0,35	0,18

Als zulässige Grenzwerte für ein geeignetes Signalgrün setzt die Seewarte vorläufig folgende Durchlässigkeitsfaktoren fest:

Blau, Wellenlänge 444: untere Grenze = 0,28;
Grün, Wellenlänge 528: untere Grenze = 0,30;
Rot: Wellenlänge 656: obere Grenze = 0,02.

Daß die Herstellung bedeutend besserer Grüngläser bzw. Blau-Grüngläser möglich ist, beweisen die Messungen der Deutschen Seewarte an einem heute nicht mehr hergestellten Signalgrün der Firma P. Stang, Stolberg (Rheinland) aus dem Jahre 1903. Die Durchlässigkeitsfaktoren dieser Gläser Nr. 1—5 deren Dicken nicht angegeben sind, betragen, in Prozenten ausgedrückt:

	A	*B*	*C*	*D*	*E*	*b*	*F*	*G*	*h*
1 gebogen	0	0	0,7	9	37	45	54	26	15
1 eben	0	0	0,7	9	47	54	55	31	26
2 eben	0	0	0	6	40	52	39	21	28
3 eben	0	0	0	6	45	51	45	34	26
4 eben	0	0	0	6	38	46	41	26	24
5 eben	0	0	1	6	43	47	42	27	27

Die photometrische Messung der Helligkeiten der mit diesen Gläsern ausgerüsteten Normallampe im Vergleich zum Normalgrün der Seewarte ergab:

Nr. 1 gebogen	Nr. 1 eben	Nr. 2	Nr. 3	Nr. 4	Nr. 5
2,0	1,8	1,7	1,9	1,5	1,4

Hierzu bemerkt die Seewarte, daß diese Scheiben „für Schiffspositionslaternen und Signalzwecke sowohl in Färbung als auch in Durchlässigkeit der grünen Strahlen als die besten bis jetzt (1903) bei der Seewarte zur Untersuchung gelangten, gelten müssen". Es erscheint daher durchaus möglich, auf der Grundlage des Kupferoxyds, nötigenfalls mit Zusätzen von Kobaltoxyd oder Chromoxyd ein Signalgrün herzustellen, mit dem sich die Sichtweite der bisher verwendeten Gläser erheblich übertreffen läßt.

Um die am besten geeignete Farbstoffmischung zu finden, muß zunächst festgestellt werden, wie derjenige Farbstoff in verschieden zusammengesetzten Gläsern wirkt, auf dessen spezifischer Absorption das Durchlässigkeitsspektrum des für Signalzwecke geeigneten blaugrünen Glases zum wesentlichsten Teil beruht. Wir haben zu diesem Zwecke die nebenstehende Reihe von Zusammensetzungen der Versuchsschmelzen gewählt.

Wir bemerken ausdrücklich, daß die Zusammensetzung dieser Schmelzen ohne Rücksicht auf die praktische Herstellung im Hüttenbetriebe und den praktischen Gebrauch gewählt worden ist. Es kam uns vielmehr darauf an, die Prozentgehalte der beteiligten Glasbildner möglichst verschieden zu machen, ohne daß eine zu starke Entglasung der Schmelze zu befürchten war. Würde man diese Synthesen ohne weiteres im Industriebetrieb verwenden, so würden sie ohne Zweifel zum Teil entglasen. Andererseits würde die Haltbarkeit einiger Gläser für den praktischen Gebrauch nicht genügen. Bei allen Schmelzen wurde ein Zusatz von 4,5 Gewichtsteilen Kupferoxyd (chemisch reines Präparat der Firma E. de Haen, Seelze bei Hannover) auf 100 Gewichtsteile Glas gewählt, mit Ausnahme von Nr. 17 (0,9 Teile). Die Schmelzen wurden sämtlich in Tiegeln aus bester Glashafenmasse der Deutschen Spiegelglas A.-G., Freden, Werk Grünenplan, im Fletcherofen ausgeführt. Die erschmolzene Glasmenge betrug etwa 100—130 g. Wir haben versucht, die Gläser möglichst oxydierend zu schmelzen, was aber in manchen Fällen nicht vollkommen gelang. Infolgedessen sind die erreichten Absorptionen bei einigen Gläsern mit einem Fragezeichen versehen. Dies hinderte jedoch nicht, den gewünschten allgemeinen Überblick über die Einflüsse der Prozentgehalte der Glasbildner auf die Absorption des Kupferoxyds zu gewinnen.

Die photometrischen Messungen wurden bei einem Teil der Schmelzen mit dem Eitner-Photometer [3]) in unserem Laboratorium ausgeführt. Ein anderer Teil der Gläser wurde im Lichttechnischen Institut unserer Hochschule mit dem Lummer-Broduhnschen Spektralphotometer mit rotierendem Sektor, gemessen. Für die freundliche Überlassung dieses Instruments und Unterstützung bei

[3]) Zeitschr. f. techn. Phys. 6 (1925), 201.



Versuchsschmelzen für Signalgrün.

Prozentische Zusammensetzung.

Typ Nr.	1	2	3	4[4]	5	6	7	8[4]	9	10	11[4]	12	13	14	15	16	17	18
SiO_2	75,0	75,0	70,0	53,2	65,0	65,0	65,0	43,2	74,0	74,0	53,2	77,0	73,0	69,0	64,0	67,0	75,0	75,5
B_2O_3	—	—	—	—	—	10,0	10,0	10,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Al_2O_3	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	6,0	6,0	—	—	—
Na_2O	15,0[1]	—	—	—	—	15,0[1]	—	—	9,0	9,0	10,8[1]	18,0[1]	—	15,0[1]	20,0[1]	23,0[1]	15,0[1]	16,0
K_2O	—	15,0[1]	20,0[1]	10,8[1]	20,0[1]	—	15,0[1]	10,8[1]	4,0[2]	4,0[3]	—	—	22,0[1]	.	—	—	—	2,0[2]
MgO	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	5,0	5,0	—	—	—	—	—
CaO	10,0	10,0	10,0	—	—	10,0	10,0	—	13,0	13,0	—	—	—	10,0	10,0	10,0	10,0	6,5
BaO	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
ZnO	—	—	—	—	15,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
PbO	—	—	—	36,0	—	—	—	36,0	—	—	36,0	—	—	—	—	—	—	—
	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0
CuO	4,5	4,5	4,5	4,5	4,5	4,5	4,5	4,5	4,5	4,5	4,5	4,5	4,5	4,5	4,5	4,5	0,9	4,5
As_2O_3	2,0	1,0	1,0	1,0	0,8	0,8	0,8	0,8	1,0	2,0	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8	1,0

[1]) 1 % als Salpeter. [2]) 2 % als Salpeter. [3]) 4 % als Salpeter.
[4]) Alkali berechnet nach der Bleiglasregel: $R_2O = (77 - PbO)\,0,27$.

der Ausführung dieser Messungen sind wir dem Direktor des Lichttechnischen Instituts Herrn Prof. Dr. Teichmüller und Herrn Dipl.-Ing. Rudolf Weigel zu bestem Danke verpflichtet. Die wechselseitige Kontrolle der Messungen mit beiden Instrumenten ergab eine vollkommen befriedigende Übereinstimmung der Mittelwerte. Zur Messung dienten beiderseits polierte ebene Plättchen von wechselnder Dicke. Diese wurden aus den in Eisenformen ausgegossenen und in Kieselgur abgekühlten rechteckigen Versuchsstücken bei der Deutschen Spiegelglas A.-G. angefertigt; die Dicke jedes Plättchens war genügend konstant, die Ebenheit und Politur der Plättchen tadellos.

Wir haben die aus den Messungen folgenden Mittelwerte der Durchlässigkeitsfaktoren für 1 mm Glasdicke durch die Schaulinien in Abb. 1 bis 3 wiedergegeben. Die Durchlässigkeitsfaktoren sind von den Reflexionsverlusten dadurch befreit worden, daß wir jeweils das vom Farbstoff ungeschwächte Licht durch ein farbloses optisches Glasplättchen austreten ließen. Wir haben die Kurven der Lichtdurchlässigkeit in den einzelnen Schaubildern so zusammengestellt, daß der Einfluß der Veränderung in der beigeschriebenen chemischen Zusammensetzung der zugehörigen Gläser unmittelbar zu erkennen ist. Ein Blick auf die Reihe der Abbildungen zeigt, in welchem verschiedenen Maße derselbe Zusatz von 4,5 CuO auf 100 Gewichtsteile Glas absorbiert, wenn man die chemische Zusammensetzung ändert. Bemerkenswert ist, daß das Maximum der Lichtdurchlässigkeit durchgängig in der Nähe der Wellenlänge 500 $\mu\mu$ liegt; es verschiebt sich gelegentlich nach dem roten oder blauen Ende des Spektrums, um 10 $\mu\mu$. Die Lage des Maximums bei der Wellenlänge 500, unabhängig von der chemischen Zusammensetzung der Glasmasse (innerhalb der gewählten Silikat- und Borosilikatreihe) darf also als eine spezifische Eigenschaft des Kupferoxyds betrachtet werden. Selbstverständlich bildet nicht das Kupferoxyd (CuO) als solches eine Komponente der schmelzflüssigen Lösungen, die sich aus Silikaten, Boraten (Borosilikaten) und freier Kieselsäure zusammensetzen. Das zu dem Gemenge der Rohstoffe zugefügte Kupferoxyd wird bei der Entstehung des Glases Kupfersilikate, zum Teil Kupferborate bilden, und es muß außerdem angenommen werden, daß je nach den Konzentrationsverhältnissen der vorhandenen basischen und saueren Oxyde im Schmelzfluß, auch gewisse Doppelverbindungen, Tripelverbindungen usw. entstehen, bei denen das Kupferoxyd an Stelle von Kalk (CaO), Zinkoxyd (ZnO) usw. tritt. Die Verhältnisse werden ähnlich liegen wie bei den Natron-Kalk-Silikatgläsern, in deren Konstitution man durch die Untersuchung von Morey und Bowen[4]) einen gewissen Einblick

[4]) J. Soc. Glass Technology **9** (1925), 226.

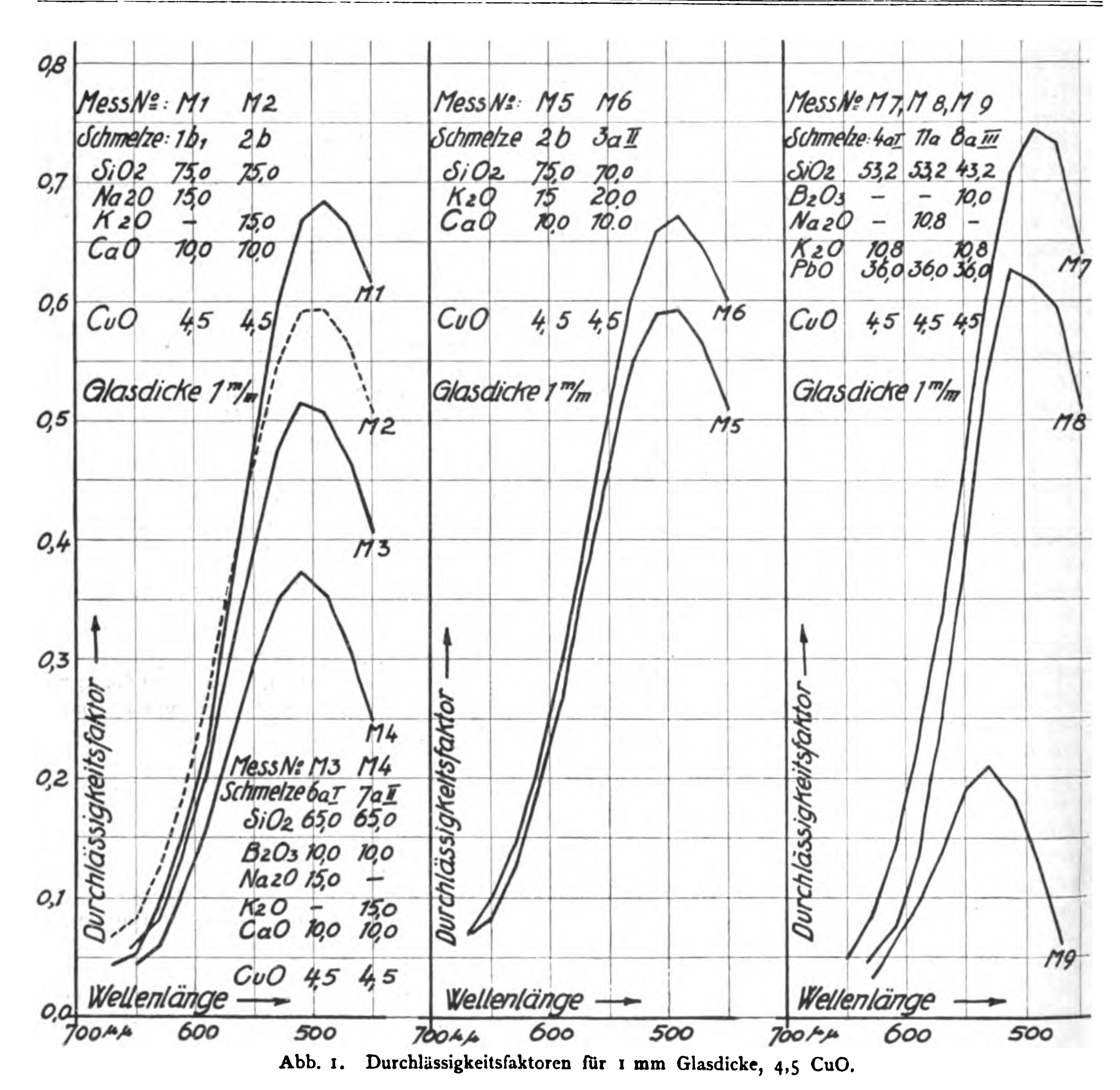


Abb. 1. Durchlässigkeitsfaktoren für 1 mm Glasdicke, 4,5 CuO.

bekommt. Die Frage bleibt zunächst offen, inwieweit sich beim Einschmelzen unter dem Einfluß reduzierender Gase Verbindungen des einwertigen Kupfers gebildet haben mögen. Bei einem Teil der Schmelzen darf man dies wahrscheinlich in einem gewissen Grade annehmen. Eine spätere Untersuchung, bei der der Einfluß reduzierender Gase ausgeschaltet werden soll, wird darüber Aufschluß bringen.

Eine weitere spezifische Eigenschaft des Kupferoxyds liegt nun in der bekannten Tatsache, daß dieses Oxyd in der Glastechnik als der typische „Rotfresser“ unter den Glasfarbstoffen anzusehen ist. In allen Bildern der Lichtdurchlässigkeit erkennt man die verhältnismäßig starke Absorption im Rot 700. Aber es zeigt sich zugleich, daß das Verhältnis der Rotdurchlässigkeit zur Durchlässigkeit für die blaugrünen Strahlen 500 in hohem Maße von der chemischen Natur und dem Prozentgehalte der Glasbildner beeinflußt wird. Die Erkenntnis dieses Einflusses bildet den Kernpunkt unserer Untersuchung und wir glauben, durch unsere Messungen wenigstens in großen Zügen zeigen zu können, innerhalb welcher Grenzen die technisch so außerordentlich wichtige Veränderung im Verhältnis der Durchlässigkeitsfaktoren für die blaugrünen und roten Strahlen möglich ist.

Da es bei dem Signalgrün nur darauf ankommt, eine möglichst hohe Durchlässigkeit für Blaugrün und gleichzeitig eine möglichst geringe Durchlässigkeit für die roten bis gelb-grünen Strahlen des Spektrums zu erzielen, so erschien es uns zweckmäßig, die gewonnenen Ergebnisse in anderer Form darzustellen, um ihre praktische Anwendung zu erleichtern. Wir gehen dabei aus von der oben mitgeteilten Vorschrift der Deutschen See-

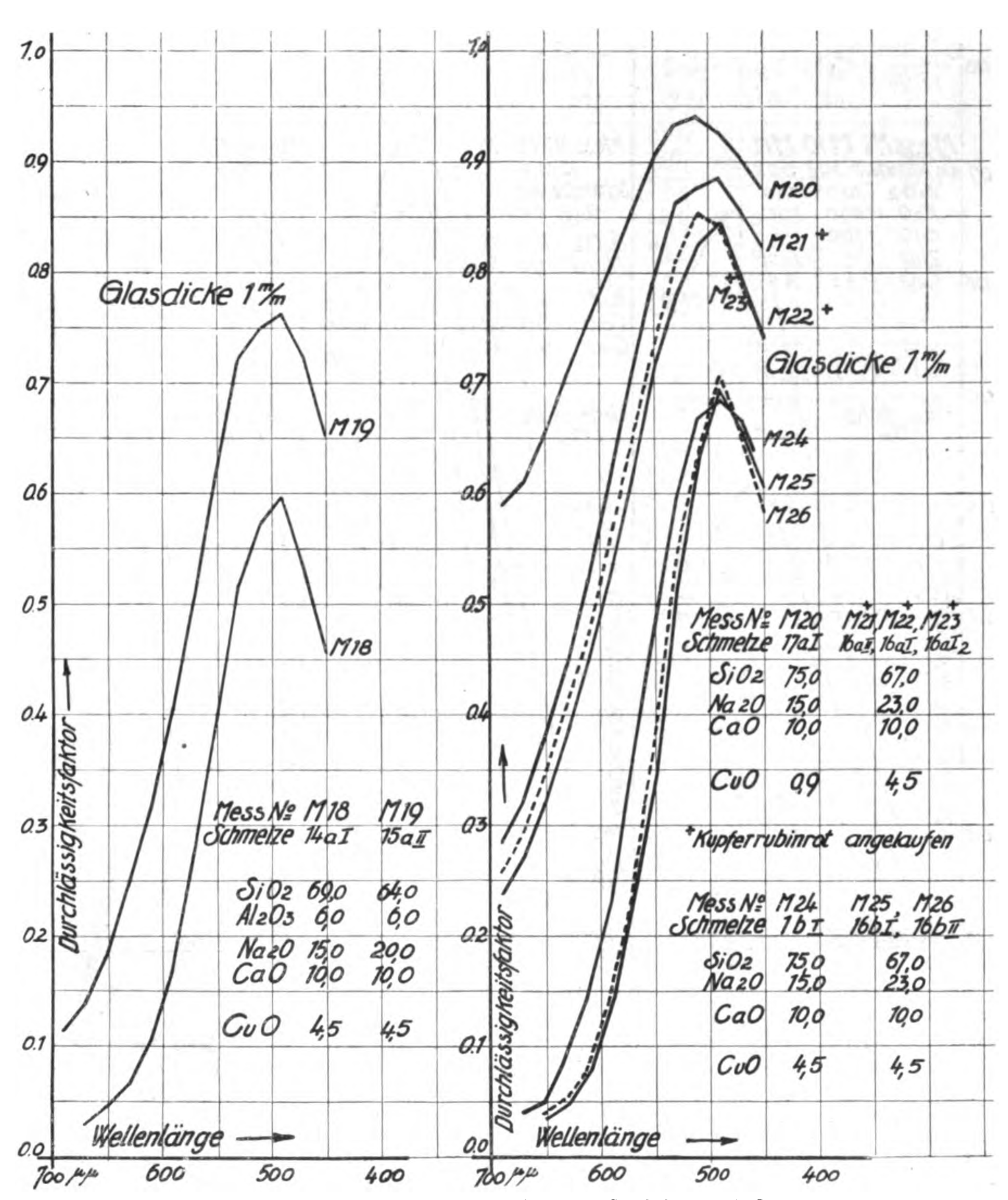


Abb. 2. Durchlässigkeitsfaktoren für 1 mm Glasdicke, 4,5 CuO.

warte für die Grenzen der Durchlässigkeitsfaktoren eines normalen Signalgrün:

Blau, Wellenlänge 444, untere Grenze = 0,28 = 28 %
Grün, Wellenlänge 528, untere Grenze = 0,30 = 30 %
Rot, Wellenlänge 656, obere Grenze = 0,02 = 2 %
(einschließlich Reflexionsverlust).

Worauf es ankommt ist: Die obere Grenze der Rotdurchlässigkeit von 2 % (einschließlich Reflexionsverlust) nicht zu überschreiten. Wir betrachten daher diesen Wert (jedoch ausschließend den Reflexionsverlust) als die feststehende Grundzahl für den Vergleich der relativen Durchlässigkeiten der verschiedenen Gläser, d. h. wir berechnen für jedes gemessene Glas diejenige Plattendicke, bei der der Durchlässigkeitsfaktor für Rot 656 = 0,02 wird. In dieser Zahl soll

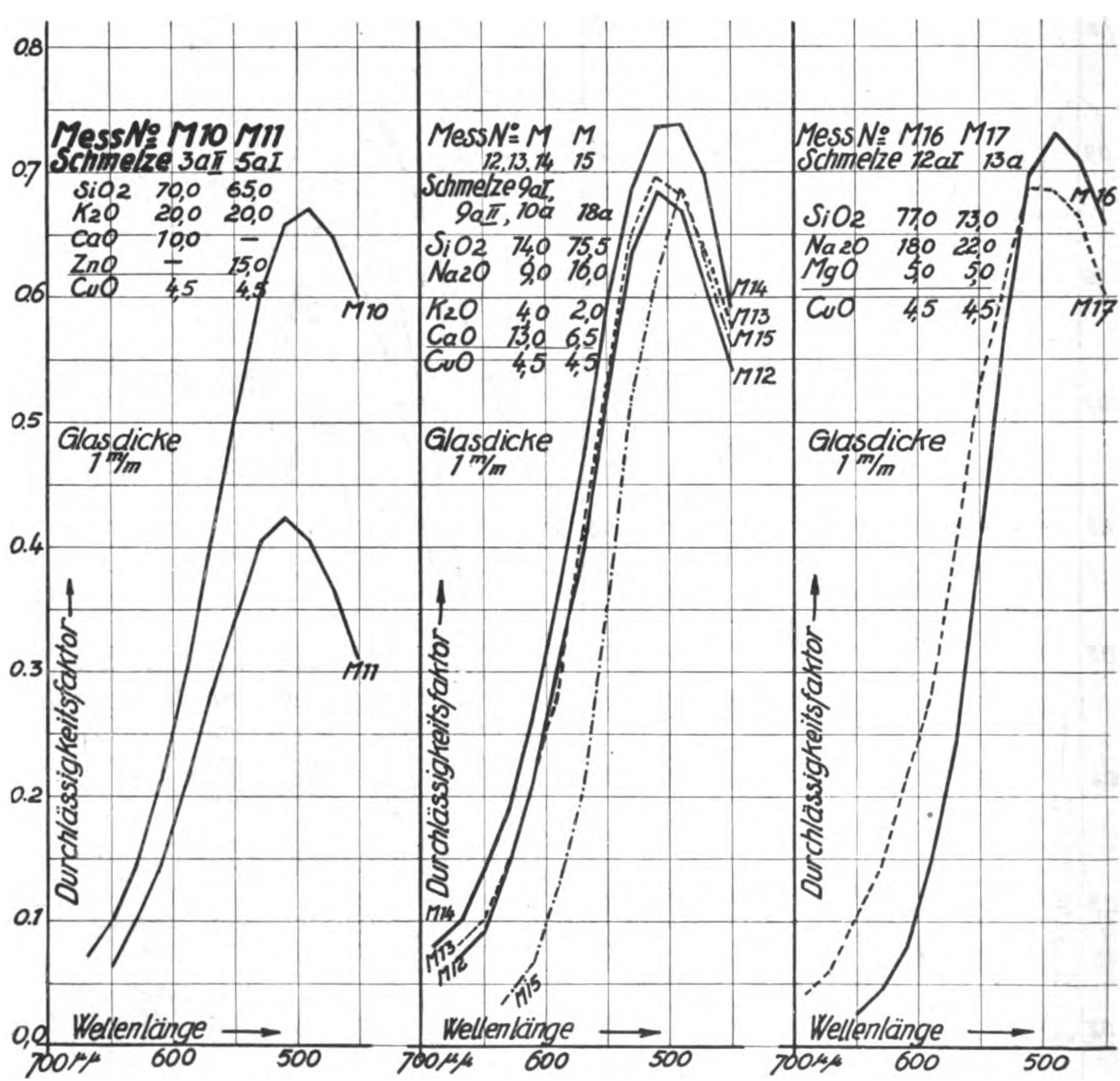


Abb. 3. Durchlässigkeitsfaktoren für 1 mm Glasdicke, 4,5 CuO.

der Reflexionsverlust also ausgeschlossen sein, was aber praktisch keine Bedeutung hat. Ist die Plattendicke für Rot = 2 % bekannt, so ergeben sich sofort die entsprechenden Durchlässigkeitsfaktoren für Blau 444 und Grün 528 und damit das gesuchte Verhältnis der Blaugrün-Durchlässigkeit zur Rotdurchlässigkeit für jede gemessene Schmelze. Wir haben die entsprechenden Vergleichszahlen unter Benutzung der Mittelwerte unserer Messungen und der bekannten Plattendicken der gemessenen Plättchen für sämtliche in Abb. 1 bis 3 dargestellten Gläser berechnet und zu einem Schaubild vereinigt (Abb. 4). An Hand dieser Abbildung läßt sich nun die technisch entscheidende Frage beantworten, welchen Einfluß die Verschiedenheit der Glaszusammensetzung auf das Verhältnis der Blaugrün-Durchlässigkeit dieser Gläser hat, nachdem bei jeder Schmelze ein Zusatz von 4,5 Gewichtsteilen Kupferoxyd (CuO) auf 100 Glas gewählt wurde (mit Ausnahme der Schmelze 17, mit 0,9 CuO).:

1. Die Natron-Magnesia-Silikatschmelze 12aI (Meßnummer M 16) steht an der Spitze der Tabelle, d. h. dieses Glas besitzt bei einer Plattendicke von 1,1 mm die bei weitem größte Blaudurchlässigkeit. Bei gegebener minimaler Rotdurchlässigkeit von 2 % gehen über 63 % blaue Strahlen von 450 $\mu\mu$ durch — ein Relativwert der bisher bei keinem der bekannten blaugrünen Signalgläser erreicht worden ist.

Ein Glas von der Zusammensetzung der Schmelze 12aI würde sich jedoch im Hüttenbetriebe nicht ohne weiteres darstellen lassen, weil es zu stark zur Entglasung neigt; außerdem würde

Mess-Nr.	Schmelze	Dicke m/m	SiO_2	Na_2O	MgO
M16	12aI	1,075	77,0	18,0	5,0

Mess-Nr.	Schmelze	Dicke m/m	SiO_2	Na_2O	K_2O	CaO	PbO
M7	4aI	1,314	53,2	-	10,8	-	36,0
M25	16bI	1,156	67,0	23,0	-	10,0	-
M15	18a	1,047	75,5	16,0	2,0	6,5	-
M1, M24	1b1	1,330	75,0	15,0	-	10,0	-
M26	16b2	1,223	67,0	23,0	-	10,0	-

Mess-Nr.	Schmelze	Dicke m/m	SiO_2	Al_2O_3	Na_2O	K_2O	MgO	CaO	PbO
M8	11a	1,187	53,2	-	10,8	-	-	-	36,0
M6, M10	3aII	1,689	70,0	-	-	20,0	-	10,0	-
M17	13a	1,720	73,0	-	-	22,0	5,0	-	-
M13	9aII	1,698	74,0	-	9,0	4,0	-	13,0	-
M19	15aII	2,302	64,0	6,0	20,0	-	-	10,0	-
M12	9aI	1,636	74,0	-	9,0	4,0	-	13,0	-
M18	14aI	1,268	69,0	6,0	15,0	-	-	10,0	-
M14	10a	2,000	74,0	-	9,0	4,0	-	13,0	-
M2, M5	2b	1,571	75,0	-	-	15,0	-	10,0	-

Mess-Nr.	Schmelze	Dicke m/m	SiO_2	B_2O_3	Na_2O	CaO
M3	6aI	1,371	65,0	10,0	15,0	10,0

Normalglas der Seewarte.

Mess-Nr.	Schmelze	Dicke m/m	SiO_2	K_2O	ZnO	PbO
M11	5aI	1,429	65,0	20,0	15,0	-
M4	7aI	1,209	53,2	10,8	-	36,0

CuO = 4,5 auf 100 Glas.

Durchlässigkeit in % (60 %, 50, 40, 30, 20, 10, 2 %) — Wellenlänge → (650 μμ, 530, 450)

Abb. 4. Relative Blaudurchlässigkeit für Rot = 2 %.

Anmerkung zur Unterschrift: Zusammensetzung M 4, unterste Reihe, muß heißen: SiO_2 65, K_2O 15, CaO 10, B_2O_3 10.

der Natrongehalt von 18 % Na_2O eine zu hohe Alkalität des Glases bedingen. Die Schmelze kann lediglich als Anhaltspunkt betrachtet werden für die Komposition eines Signalgrün von idealer Lichtdurchlässigkeit.

2. An zweiter Stelle erscheint die Gruppe der Schmelzen 4a I, 16b I, 18a, 1b 1, 16b 2 (Meßnummer M 7, 25, 15, 1, 24, 26). Unter diesen Schmelzen besitzt eine Platte der Natron-Kalk-Silikatschmelze 16b I die größte Blaudurchlässigkeit. Eine zweite Platte (Schmelze 16b 2, Meßnummer M 26) von gleicher synthetischer Zusammensetzung läßt jedoch einige Prozent weniger an blauen Strahlen durch, bei gleicher Rotdurchlässigkeit von



2 %. Dies erklärt sich daraus, daß bei beiden Schmelzen eine teilweise Reduktion des Kupferoxydes stattgefunden hat, die zum Teil zur Bildung von Kupferrubin führte. Da sich bei den übrigen Schmelzen dieser Gruppe keine Rubinbildung gezeigt hat, so darf man annehmen, daß die Natron-Kalkschmelze 16b I, in der Tat die größte Blaudurchlässigkeit unter den Schmelzen dieser Gruppe besitzt; wahrscheinlich würde sich die Blaudurchlässigkeit noch etwas erhöhen, sobald die Reduktion des Kupferoxydes völlig verhindert wird. Die Schmelze 16b I hat jedoch einen viel zu hohen Natrongehalt (23 % Na_2O). Geht man mit dem Natron herunter, z. B. auf 15 % Na_2O (Schmelze Ib 1), so nimmt die Blaudurchlässigkeit ab.

Annähernd gleichwertig mit der Schmelze Ib 1 ist die Schmelze 18a der Gruppe, mit 16 Natron, 2 Kali und vermindertem Kalkgehalt (65,5 % gegen 10 %). Da ein Glas dieser Art aber eine zu hohe Alkalität besitzt, so ist die Schmelze Ib 1 praktisch vorzuziehen. Diese Schmelze entspricht in ihrer Zusammensetzung einem gewöhnlichen, etwas weichen Fensterglase, das sich in der Industrie anstandslos verarbeiten läßt.

Über das Blei-Kristallglas 4a I in dieser Gruppe mag zunächst bemerkt werden, daß dieses gut zu verarbeitende und gut haltbare Blei-Kristallglas etwas günstiger ist als das oben besprochene Fensterglas; der Unterschied in der Blaudurchlässigkeit fällt aber praktisch wohl kaum ins Gewicht.

3. Es folgt nun eine Gruppe von Schmelzen 11a bis 2b (Meßnummer M 8 bis M 2, M 5). Diese reinen Silikatschmelzen enthalten zum Teil Natron oder Kali, zum Teil Kalk, Magnesia oder Bleioxyd und zum Teil Tonerde. Reduzierungen haben sich in schwachem Maße gezeigt bei den Schmelzen 15a II (M 19), 9a I (M 12), 14a I (M 18) und 10a (M 14). Daß die teilweise Reduzierung des Kupferoxydes die Blaudurchlässigkeit herunterdrückt, ergibt sich aus dem Vergleich der beiden Platten M 13 (Schmelze 9a II ohne Reduktion) und M 12 (Schmelze 9a I, etwas Rubinbildung). Der Einfluß ist aber nur gering.

Aus dem Vergleich der Schmelzen dieser Gruppe mit den vorhergehenden lassen sich einige interessante und praktisch wertvolle Schlüsse ziehen.

a) In Kombination mit Kalk oder Magnesia wirkt das Kali erheblich ungünstiger auf die Blaudurchlässigkeit ein als das Natron. Dies zeigen die beiden Schmelzen 3a II (Kali-Kalk) und 13a (Kali-Magnesia) im Vergleich mit den stark alkalischen Natron-Kali, bezugweise Natron-Magnesiaschmelzen 16b I (zweite Gruppe) und 12a I (an der Spitze der Tabelle). Ersetzt man das Natron in dem Fensterglase Ib 1 (zweite Gruppe) durch Kali, entsprechend der Schmelze 2b (dritte Gruppe) (Meßnummer M 2, M 5), so geht die relative Blaudurchlässigkeit von 53 % auf $33^1/_2$ % herunter. Dementsprechend bemerkt man die Verminderung der Blaudurchlässigkeit bei den Alkali-Kalk-Silikatschmelzen auch dann, wenn ein Teil des Natrons durch Kali ersetzt wird, wie es in den Schmelzen 9a II, 9a I und 10a der Fall ist. Diese letztgenannten Schmelzen haben allerdings einen geringeren Alkaligehalt und etwas größeren Kalkgehalt als das Fensterglas der zweiten Gruppe mit 15 % Natron und 10 % Kali. Die Verminderung der Blaudurchlässigkeit ist aber so stark, daß man dies wohl zum Teil dem eingeführten Kali zuschreiben muß. Inwiefern der Kalkgehalt günstig oder ungünstig wirkt, dies müßte noch genauer festgestellt werden durch entsprechende Vergleichsschmelzen. Ein starker Einfluß scheint nicht vorhanden zu sein, wenn man die Schmelzen der zweiten und dritten Gruppe mit Kalkgehalten von 6,5 % und 13 % CaO in Betracht zieht.

b) In den Blei-Silikatgläsern scheinen sich Natron und Kali umgekehrt zu verhalten wie in den Schmelzen mit alkalischen Erden. Es liegen allerdings nur 2 Schmelzen zum Vergleich vor, nämlich 4a I (zweite Gruppe, Meßnummer M 7) und 11a (dritte Gruppe, Meßnummer M 8). Die erste Scmelze enthält 10,8 % K_2O und 36 % PbO; bei der zweiten ist das Kali durch die gleiche Prozentmenge Natron ersetzt worden. Die Folge war, daß die Blaudurchlässigkeit des Kali-Bleiglases von etwa $57^1/_2$ % auf 45 % herabgedrückt wurde. Dieser Unterschied ist so beträchtlich, daß die entgegengesetzte Wirkung des Kali in den Blei-Silikatgläsern, gegenüber den Kali-Magnesia- und Kali-Kalkgläsern wohl nicht zu bezweifeln ist. In praktischer Beziehung wäre zu bemerken, daß dieses umgekehrte Verhalten der beiden Alkalien in den Blei-Silikatgläsern sehr willkommen ist wegen der bedeutend besseren Haltbarkeit des Kali-Bleiglases; das optisch günstigere Kaliglas ist zugleich das günstigere Glas in bezug auf Alkalität.

c) Tonerde (Al_2O_3) vermindert die Blaudurchlässigkeit des Natron-Kalk-Silikatglases, wie aus dem Vergleich der beiden Schmelzen 15a II und 14a I der dritten Gruppe mit den entsprechenden Schmelzen der zweiten Gruppe hervorgeht. Ersetzt man z. B. in dem Fensterglase Ib 1 der zweiten Gruppe 6 % Kieselsäure SiO_2 durch Tonerde, so wird die Blaudurchlässigkeit von etwa 53 % auf 35 % herabgedrückt.

4. Eine vierte Gruppe von Gläsern bildet die Schmelze 6a I (Meßnummer M 3) und das Normalgrün der Seewarte, mit dem dieses Natron-Kalk-Borosilikatglas in der relativen Blaudurchlässigkeit übereinstimmt, während es im Grün 530 $\mu\mu$ beträchtlich durchlässiger ist als das Normalgrün der Seewarte. Vergleicht man aber diese Schmelze 6a I mit einer entsprechenden Natron-Kalk-Silikatschmelze, nämlich Fensterglas der zweiten Gruppe,

so erkennt man, daß die Borsäure ohne Zweifel die Blaudurchlässigkeit ganz bedeutend vermindert hat; sie ist von etwa 53 % auf 29 % gesunken.

5. Dieselbe Wirkung hat die Borsäure (B_2O_3) in bezug auf eine Kali-Kalksilikatschmelze ausgeübt. Die Schmelze 7 a II Meßnummer M 4) in der letzten Gruppe besitzt die kleinste relative Blaudurchlässigkeit der ganzen Reihe. Vergleicht man diese Schmelze mit einem entsprechenden Kali-Kalk-Silikatglas, z. B. 3 a II (M 6, M 10) in der dritten Gruppe, so wird dies deutlich. 7 a II enthält 65 SiO_2, 10 B_2O_3, 15 K_2O, 10 CaO. (In Abb. 4 ist die Zusammensetzung verschiedentlich falsch angegeben!) Der Kaligehalt des Borosilikatglases ist zwar um 5 % geringer als der Kaligehalt der reinen Silikatschmelze (15 % K_2O gegen 20 %); aber es ist wohl kein Zweifel, daß es die Borsäure ist, die eine so starke Verminderung der Blaudurchlässigkeit bewirkt hat. (Reduktionseinflüsse waren bei den beiden Schmelzen dieser letzten Gruppe nicht wahrnehmbar). Eine ähnliche Wirkung wie die Borsäure scheint der Ersatz von Kalk durch Zinkoxyd in einem Kali-Kalksilikatglase zu haben. Dies zeigt die Schmelze 5 a I (M 11), deren Lichtdurchlässigkeit fast übereinstimmt mit der Durchlässigkeit des Kali-Kalk-Borosilikatglases 7 a II — nachdem die Plattendicke so gewählt wurde, daß die Gläser 2 % Rot 450 $\mu\mu$ durchlassen.

Hiermit dürfte in großen Zügen ein Überblick gewonnen sein über den Einfluß den die Oxyde: Na_2O, K_2O, MgO, ZnO, PbO, Al_2O_3 und B_2O_3 in Silikatschmelzen ausüben, in bezug auf die relative Blaudurchlässigkeit, bei gegebener minimaler Rotdurchlässigkeit 2 %. Nicht einbegriffen sind Schmelzen mit Bariumoxyd (BaO); es wird sich wahrscheinlich nicht anders verhalten als MgO und CaO, d. h. die Natron-Silikalschmelzen mit Baryt dürften optisch günstiger sein als Kali-Bariumsilikatschmelzen. Da die Natron-Bariumsilikatgläser aber bedeutend weniger haltbar sind als die entsprechenden Kalischmelzen, so hat man von Baryt wenig zu erwarten und wir haben dieses Oxyd daher vorläufig beiseite gelassen, weil es darauf ankam, in möglichst kurzer Zeit die Frage zu klären, in welchen praktisch brauchbaren Glasarten das Kupferoxyd voraussichtlich die günstigste Wirkung, in bezug auf die relative Blaudurchlässigkeit des blaugrünenen Signalglases ausüben würde. Aus diesem Grunde mußten wir auch darauf verzichten, eine größere Zahl von Schmelzen mit Bleioxyd, Zinkoxyd und Borsäure auszuführen; praktischen Nutzen würde die Ausdehnung der Untersuchung in dieser Richtung wahrscheinlich nicht haben. Viel wichtiger erscheint bei späteren Untersuchungen die Frage, welche Wirkung das Kobaltoxyd und das Chromoxyd ausüben. Überhaupt kann die experimentelle Glasforschung nur die wissenschaftliche Grundlage liefern, um das Problem eines idealen Signalgrünglases in der Praxis zu lösen, bezugsweise die Richtung erkennen, in der man bei der praktischen Lösung dieser Aufgabe vorgehen muß. Das Kombinieren der gewonnenen Erkenntnisse zum Zwecke des günstigsten technischen Effekts ist Sache des Erfinders.

Zusammenfassung.

1. In einer systematischen Reihe von Versuchsschmelzen mit Kieselsäure, Borsäure, Tonerde, Natron, Kali, Kalk, Magnesia, Zinkoxyd und Bleioxyd wird der Einfluß des Kupferoxydes auf die Lichtdurchlässigkeit von verschiedenen Wellenlängen festgestellt. Der Kupferoxydgehalt beträgt bei sämtlichen Schmelzen 4,5 CuO auf 100 Glas (einmal nur 0,9).

2. Sämtliche Schaulinien der Durchlässigkeitsfaktoren für 1 mm Glasdicke und 4,5 CuO zeigten ein Maximum der Lichtdurchlässigkeit in der Nähe der Wellenlänge 500 $\mu\mu$. Die Lage des Maximums darf als eine spez. Eigenschaft des Kupferoxydes betrachtet werden.

3. Das zum Gemenge der Rohstoffe zugefügte Kupferoxyd bildet beim Einschmelzen wahrscheinlich Kupfersilikat, zum Teil Kupferborate, und es ist anzunehmen, daß je nach den Konzentrationsverhältnissen der vorhandenen basischen und sauren Oxyde im Schmelzfluß gewisse Doppelverbindungen und Tripelverbindungen usw. entstehen, bei denen das Kupferoxyd an Stelle von Kalk, Zinkoxyd usw. tritt. Bei einigen Schmelzen hatte sich das Kupferoxyd teilweise reduziert (Rubinbildung); auf den Einfluß der Reduktion wird bei der Besprechung der Lichtdurchlässigkeit hingewiesen.

4. Die Messungen bestätigen die bekannte Tatsache, daß das Kupferoxyd in der Glastechnik als ein typischer „Rotfresser" unter den Glasfarbstoffen anzusehen ist. Sämtliche Schmelzen absorbieren das Rot 700 $\mu\mu$ stark; es zeigt sich jedoch, daß das Verhältnis der Rotdurchlässigkeit zur Durchlässigkeit für die blaugrünenen Strahlen 500 $\mu\mu$ in hohem Maße von der chemischen Natur und dem Prozentgehalt der Glasbildner abhängt.

5. Da es beim Signalgrün darauf ankommt, eine möglichst hohe Durchlässigkeit für Blaugrün und gleichzeitig eine möglichst geringe Durchlässigkeit für die roten bis gelbgrünen Strahlen zu erzielen, so kommt es darauf an, die relative Blaudurchlässigkeit (444 $\mu\mu$) bei einer gegebenen minimalen Rotdurchlässigkeit (656 $\mu\mu$) zu vergleichen. Als Minimalwert für ein normales Signalgrün gilt nach den Vorschriften der Deutschen Seewarte der Durchlässigkeitsfaktor (einschließlich Reflexionsverlust) = 0,02 für die Wellenlänge 656 $\mu\mu$. Es wurde daher für jede Schmelze die Plattendicke für 2 % Rotdurchlässigkeit berechnet und daraus

die Durchlässigkeitsfaktoren für Grün 530 $\mu\mu$ und Blau 450 $\mu\mu$. Die entsprechenden relativen Durchlässigkeitsfaktoren für Blau, Grün und Rot wurden in einem Schaubilde dargestellt; an Hand des Bildes wird der Einfluß der Glasbestandteile auf die relative Blaudurchlässigkeit der Kupferoxydschmelzen besprochen.

(Eingegangen am 1. Mai 1926.)

Über einen besonderen Fall von Verfärbung und Luminiszenz von Glas.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Fritz Eckert.

Inhalt: Verfärbung von cerhaltigen Gläsern durch Licht. Phosphoreszenz. Unwirksamkeit von Röntgenstrahlen. Einfluß der anderen Glasbestandteile.

Die verfärbende Wirkung des Sonnenlichtes auf Glas hat schon Faraday beobachtet. Bis auf die neueste Zeit wurden eine große Reihe von Fällen der Glasverfärbung durch die verschiedenartigsten Strahlen beschrieben. Den Stand der Kenntnisse bis 1923 habe ich im Zusammenhang mit Luminiszenzer cheinungen an anderer Stelle wiedergegeben:

„Die Absorption intensiver korpuskularer Bewegungs- und strahlender Energie im Glase ist auch von gewissen chemischen Umwandlungen gefolgt, die sich durch Verfärbung bemerkbar machen, aber in keinem direkten Zusammenhang mit der Luminiszenz stehen. Diese Verfärbung geht durch Temperaturerhöhung wieder vollständig zurück, meist unter Thermo-Luminiszenz. Diese Luminiszenzerscheinungen, welche auftreten bei der Erwärmung, durch die die Verfärbung wieder zum Rückgang gebracht wird, sind die stärkste Stütze für die Auffassung, daß die Verfärbung auf die Abspaltung eines Elektrons (Ionisierung) zurückzuführen ist. Die Wiedervereinigung des Elektrons mit dem „Kern", welche nach den Anschauungen der neueren Atomtheorie mit Emission verknüpft ist, kann erst, unterstützt durch heftigere Wärmebewegung der Teilchen, erfolgen."

„Ultraviolette Strahlen und Sonnenlicht können die durch andere Strahlenarten hervorgerufenen Verfärbungen „ausbleichen". Diese Wirkung des ultravioletten Lichtes scheint darauf hinzudeuten, daß sich im Glase ein dynamisches Gleichgewicht zwischen dem verfärbenden Vorgang und seiner Rückentwicklung herzustellen sucht, ein Gleichgewicht, daß beim ultravioletten Licht eben anders zu liegen scheint, als bei der vorher durch starke Intensitäten und andere Erregungsarten hervorgerufenen Verfärbung." [1])

[1]) F. Eckert, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. **20** (1923), 153 ff.

Wesentlich neue Beobachtungen wurden in der Zwischenzeit nicht veröffentlicht. Nur A. Cousen und W. E. S. Turner[2]) berichteten über die Gelbfärbung von Alkali-Kalkglas, welches Spuren von Selen und Kobalt enthielt, hervorgerufen durch eine 13 monatliche Exposition am Tageslicht. Anschließend bemerkt F. W. Adams über Rückgang dieser Verfärbung bei solchen Gläsern durch weitere Bestrahlung oder Wärmebehandlung wie dies ja auch schon früher bekannt war.

Ich möchte im folgenden über einen besonders augenfälligen Fall von Verfärbung des Glases durch Licht und Phosphoreszenz berichten, den ich Anfang 1924 bei den Sendlinger Optischen Glaswerken beobachtet habe:

Eine Reihe von Gläsern, die alle Alkali und Borsäure enthielten, verfärbten sich durch geringe Zusätze eines Cerpräparates am Tageslicht, Sonnenlicht oder ultraviolettem Licht in kurzer Zeit stark braun. Eine Braunfärbung, die 10—20 % des sichtbaren Lichtes absorbierte, konnte mit einer starken Quarz-Quecksilberdampflampe in wenigen Minuten erreicht werden. Sonnenbestrahlung konnte denselben Effekt in der Größenordnung einer halben Stunde erreichen. Der Intensitätsabfall mit der Eindringungstiefe zeigte, daß im wesentlichen der kurzwellige, stark absorbierbare Anteil der Strahlung wirksam war (Photochem. Grundgesetz!).

Es zeigte sich ferner, daß diese cerhaltigen Gläser nicht nur wie bekannt hellblau fluoreszierten, sondern ebenso phosphoreszierten. Die Phosphoreszenz konnte durch Temperaturerhöhungen natürlich intensiviert und zum schnelleren Abklingen gebracht werden. Es wurden nun Untersuchungen angestellt, ob das Verschwinden der Verfärbung bei höheren Temperaturen zusamm n-fällt mit der Temperaturabhängigkeit der Phosphoreszenz. Es sah so aus, als ob der obere Momentanbereich der Phosphoreszenz schon erreicht wird ehe der Temperaturbereich schneller Entfärbung einsetzt. Dies war etwa in der Gegend der Entspannungstemperaturen der Fall. Ein langsamer Rückgang der Verfärbung konnte dagegen auch schon bei 120^0 beobachtet werden.

Das Cer wurde eingeführt durch ein 80 bis 85 % Ce_2O_3 enthaltendes Präparat, der Rest war Lanthan und Didym. Die Eisenkonzentration war bei diesen Gläsern nicht höher als 0,01 %. „Entfärbungsmittel" (Se, Co, Mn usw.) fehlten vollständig. Dagegen enthielten alle einige Zehntel Prozent As_2O_5. Diese schnelle Braunfärbung wurde bei Baryt und bleihaltigen Gläsern, sofern wenig-

[2]) A. Cousen und W. E. S. Turner, J. Soc. Glass Techn. **9** (1925). 115.



stens größere Mengen dieser Oxyde vorhanden waren, nicht beobachtet.[3])

Leider konnte ich aus Mangel an Zeit nicht feststellen, wie reinstes Cer allein wirkt und welche besondere Rolle die Alkalien und die Borsäure spielen.

Was die für den Effekt notwendige Konzentration betrifft, so sind jedenfalls noch Mengen von 0,1 % für den vollen Effekt wirksam. Die Minimaldosis wurde nicht festgestellt. Mit zunehmender Konzentration nimmt der Effekt ab. An einigen Gläsern, die mit 3—4 % reinem Ceroxyd hergestellt waren, konnte der Verfärbungseffekt kaum noch beobachtet werden.

Röntgenstrahlen rufen auf die Cer-(Didymgläser) keine verfärbende Wirkung hervor. Dieser Zusatz bildet für sämtliche Gläser einen Schutz gegen Verfärbung durch Röntgenstrahlen. Die Fluoreszenz bei dieser Bestrahlung ist schwach lachsrosa, wahrscheinlich vom Didym herrührend. Die mit Mangan entfärbten Röntgentuben fluoreszieren hellgrün und verfärben sich tiefviolett, während gewöhnlich Alkali-Kalkgläser eine schwachblaue Fluoreszenz zeigen, die vielleicht vom Eisengehalt herrührt. Diese verfärben sich braun.

Die Verfärbung durch Röntgenstrahlen habe ich an einigen hundert optischen Gläsern untersucht und folgendes gefunden: nur mit Mangangehalt trat violette Färbung auf. Fast alle optischen Gläser, die nur Spuren von Eisen aber keine „Entfärbungsmittel" enthielten, färbten sich braun, die Flintgläser mit einem Stich ins Rötliche. Auch die Borosilikatgläser zeichnete ein besonderer Ton aus. Eine andere Färbung zeigten dagegen nur die alkalifreien Barytgläser, die graugrün erschienen.

Nicht nur Cer und Didym, sondern scheinbar alle Oxyde der Schwermetalle, soweit sie das Glas sichtbar färben, verhindern bei hinreichender Konzentration die Verfärbung des Glases durch Röntgenstrahlen. Untersucht wurden beispielsweise: Eisen, Kupfer, Kobalt, Nickel, Vanadium u. a. m.

Nicht angelaufener Kupferrubin färbte sich ebenfalls nur bräunlich wie gewöhnliches Glas. Die rote kolloidale Anlauffarbe konnte nicht hervorgerufen werden. (Daß bei so hoch viskosen Gallerten wie Glas keine Koagulation kolloidaler Teilchen mehr stattfinden kann und also auch nicht erwartet werden darf, darauf hat ja schon Liesegang hingewiesen.)

Der verschiedene Einfluß der Konzentration spricht dagegen, daß der Verfärbungeffekt durch sichtbares und U.V-Licht von cerhaltigen Gläsern in direktem Zusammenhang mit der Verfärbungsverhinderung durch Röntgenstrahlen steht.

[3]) Ein Glas mit wenigen Prozent Didym-haltigen Cer verfärbte sich kaum merklicher bei Gegenwart von 1/2 bis 1 % Eisen.

Die Unterlagen für eine systematische Erklärung der Verfärbungserscheinungen fehlen zurzeit noch vollkommen. Es scheint mir allerdings möglich, daß die braune Verfärbung der Zerlegung von Eisenoxyden oder Verbindungen zuzuschreiben ist. Dabei wäre auch die besondere Rolle des Cers erklärlich. Möglicherweise spielt auch noch eine andere Eigenschaft des Cers eine Rolle: es bewirkt nämlich bei verhältnismäßig niederen Temperaturen eine ziemlich plötzlich einsetzende, heftige Gasentwicklung in der Schmelze. Es scheint demnach heftig zersetzend auf die Karbonate zu wirken, die sich sonst sehr lange erhalten können. Sofern der Gehalt der im Glase gelösten Gase für die Verfärbungserscheinung eine Rolle spielt, könnte diese Eigenschaft des Cers von Bedeutung sein.

Für die Praxis geht aus dem Vorstehenden hervor, daß bei dem Gebrauch von Monazitsand als Entfärbungsmittel äußerst vorsichtig vorgegangen werden muß.

Die Versuche zur weiteren Aufklärung, besonders der bräunlichen Verfärbung in ihren Zusammenhang mit den Grundbestandteilen des Glases und spurenweisen Zusätzen sollen demnächst fortgesetzt werden.

Zusammenfassung.

1. Geringe Mengen eines etwa 80 % Cerpräparates machen Gläser lichtempfindlich. Die Gläser phosphoreszieren.

2. Die bräunliche Verfärbung verschwindet bei Erwärmung. Diese Vorgänge sind beliebig reversibel.

3. Cer und andere Schwermetalloxyde verhindern bei hinreichender Konzentration im Glase die Verfärbung durch Röntgenstrahlen.

(Eingegangen am 8. März 1926.)

Über einige neuzeitliche Absorptionsgläser.

Von Georg Jaeckel, Berlin.

Inhalt: Es werden einige ultraviolettdurchlässige und einige Absorptionsgläser für ultraviolettes Licht beschrieben unter Angabe des Verwendungszwecks. Ferner wird auf den Zusammenhang zwischen Absorptionsgrenze und Fluoreszenzfarbe der Gelbgläser aufmerksam gemacht.

1. Ultraviolett durchlässige Gläser.

Gewöhnliches Gebrauchsglas ist für ultraviolettes Licht nur in sehr beschränktem Maße durchlässig. Auch ein normales Brillenglas zeigt für Wellenlängen von 330 $\mu\mu$ bereits merkbare Absorption und läßt bei 4 mm Schichtdicke Licht von einer Wellenlänge von 300 $\mu\mu$ nicht mehr durch. Für bestimmte Zwecke ist es sehr erwünscht, Gläser von sehr hoher Durchlässigkeit für ultraviolettes Licht auszubilden. Besonderes

Verdienst auf diesem Gebiet hat sich Zschimmer[1]) erworben. Auch von Fritsch[2]) wurde ein extrem ultraviolettes durchlässiges Glas angegeben, das aus einem Teil Calciumfluorid und zwei Teilen Borsäure besteht. Derartige Gläser finden Anwendung beispielsweise in Spektrographen, bei denen man eine hohe Auflösung im sichtbaren Teil des Spektrums haben will und auch noch einen Teil des ultravioletten Spektrums darstellen möchte.

Für einige Spezialzwecke benötigt man nun auch ultraviolett durchlässige Farbgläser, welche die Blendung im Sichtbaren herabsetzen sollen. Einen derartigen Glasfluß erhält man durch Zusatz von Kobaltoxyd zu einem Gemenge eines ultraviolett durchlässigen Kronglases. Dieses ultraviolett durchlässige Blauglas, auch Blau-Uviol-Glas genannt, findet Anwendung als Filter für die künstliche Höhensonne. Die folgende Sprektralaufnahme, welche mit einem Krüssschen Quarzspektrographen gemacht worden ist, erläutert die Absorptionsverhältnisse. Die Aufnahme zeigt oben die Wellenlängenskala, darunter das Spektrum der Quecksilberlampe und darunter das Spektrum derselben Lampe nach Filterung mit einem 4 mm starken Brillenglas, welches alle Wellenlängen unter 300 $\mu\mu$ vollkommen abschneidet. Es folgen drei Aufnahmen mit einem ultraviolett durchlässigen Kronglas der Sendlinger Optischen Glaswerke und zwar sind hierbei Glasdicken von 1,2 und 4 mm in den Strahlengang eingeschaltet. Bei 1 mm Schichtdicke ist noch eine schwache Durchlässigkeit für Licht der Wellenlänge von 250 $\mu\mu$ vorhanden. Das Licht der Wellenlänge 300 $\mu\mu$ ist praktisch ungeschwächt, auch bei einer Schichtdicke von 4 mm.

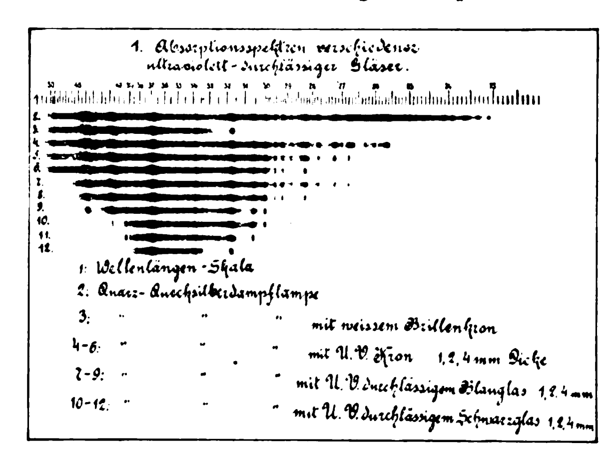


Abb. 1.

Die nächste Serie von Aufnahmen ist unter Zwischenschaltung des ultraviolett durchlässigen Blauglases gleicher Herkunft gemacht. Als Durchlässigkeitsgrenze für die verschiedenen Schichtdicken von 1,2 und 4 mm kann im Ultravioletten 265, 275 und 285 $\mu\mu$ angegeben werden, im Sichtbaren 470, 450 und 440 $\mu\mu$.

Am Schluß der Aufnahme befinden sich Spektren, die unter Einschaltung von ultraviolettdurchlässigem Schwarzglas gemacht worden sind. Dieses Glas, das auf einem vollkommen anderen Grundglas aufgebaut ist als das ultraviolettdurchlässige Kronglas, benutzt als färbendes Oxd Nickel und hat in dünnen Schichten eine Durchlässigkeit im äußersten Rot und im äußersten Violett. Es ist für die in der Aufnahme dargestellte Schichtdicke 1,2 und 4 mm durchlässig zwischen 410 und 285 bzw. 400 und 300 bzw. 390 und 305 $\mu\mu$. Bei 4 mm Schichtdicke ist das Sendlinger Schwarz-U. V.-Glas also für sichtbares Licht praktisch undurchlässig und läßt nur noch ultraviolettes Licht hindurch und zwar in demselben Maße wie ein klares Kronglas, das am Anfang der Aufnahme dargestellt ist. Dieses ultraviolettdurchlässige Schwarzglas findet zahlreiche, praktische Anwendung — beispielsweise für die Analysenlampe der Quarzlampengesellschaft, Hanau, über die u. a. in der Arbeit J. Busse[3]) berichtet wird. Da es kaum einen Körper gibt, der im ultravioletten Licht keine Fluoreszenz zeigt, ist das Anwendungsgebiet von ultraviolettem, aber sonst schwarzem Licht natürlich ein sehr großes. Erst die Zwischenschaltung der Schwarz-Uviol-Gläser ermöglicht es in vielen Fällen, die sehr schwache Fluoreszenz einzelner Körper sichtbar zu machen, weil man sich erst nach Vorschaltung des Schwarzglases auf die schwachen Lichterscheinungen adaptieren kann. Außer der bekannten Fluoreszenz verschiedener Chemikalien und des Uranglases sei noch auf die starke Fluoreszenz des Paraffins und der Vaseline besonders verwiesen, sowie auf die Fluoreszenz der Haut und die starke Fluoreszenz der Zähne und der Fingernägel. Auch die Mehrzahl der optischen Gläser zeigt eine sehr schöne Fluoreszenz. Besonders farbprächtig ist die blaue Fluoreszenz des Cerglases und des Cadmiumglases, die rote Fluoreszenz eines Samariumglases sowie die Fluoreszenz der verschiedenen Gelbgläser, auf die am Ende der Arbeit noch besonders zurückgekommen wird. Eine weitere Anwendung hat das schwarze ultraviolette Licht für die Effekt- und Bühnenbeleuchtung erfahren. Für diese Nutzanwendung bestehen besondere Patente von Dr. Saubermann, die sich im Besitz der Firma Hagedorn, Berlin, befinden. Die Beleuchtung von

[1]) E. Zschimmer, Versuche über die Abhängigkeit der Ultraviolettdurchlässigkeit der Gläser von ihrer chemischen Zusammensetzung. Phys. Zeitschr. **8** (1907), 611.

[2]) E. Fritsch, Über ultraviolettes Licht durchlassende Gläser. Phys. Zeitschr. **8** (1907), 518.

[3]) J. Busse, Die Analysenquarzlampe. Umschau **30** (1926), 15.



Tänzerinnen, deren Gesicht und Kleidungsstücke mit fluoreszierenden Farbstoffen versehen ist, ist für den Beschauer deswegen so eigenartig, weil die Figuren farbenprächtig, selbstleuchtend auf dunklem Hintergrunde erscheinen. Besonders überrascht die Schattenlosigkeit der Körper. Wenn man mit ungeschütztem Auge in die mit einem Schwarzglas verkleidete Quarzlampe hineinsieht, hat man eine grünliche verwaschene Lichterscheinung vor dem Auge, welche von einer Fluoreszenz des Augeninneren herrührt. Die Wirkung dieser unbestimmten Lichterscheinung ist eine ganz eigenartige.

2. Absorptionsgläser und deren Fluoreszenz.

Während es bei den im vorigen Abschnitt geschilderten Gläsern darauf ankommt, eine hohe Durchlässigkeit für ultraviolettes Licht zu erzeugen, ist das Bestreben bei anderen Gläsern darauf gerichtet, den ultravioletten Teil des Spektrums möglichst zu unterdrücken. Die Aufnahme 2, die ebenfalls mit dem Krüssschen Spektrographen gemacht wurde, aber unter Benutzung einer Nernstlampe als Lichtquelle, zeigt zunächst, daß durch Vorschaltung eines 5 mm starken Brillenglases das Spektrum der Nernstlampe bis zu 325 $\mu\mu$ etwa unterdrückt wird. Ein spezielles, ultraviolettabsorbierendes Brillenglas, welches in der nächstfolgenden Aufnahme gezeigt wird, unterdrückt das ultraviolette Licht bis zur Wellenlänge 365 $\mu\mu$. Für sichtbares Licht sind beide Gläser nahezu gleich farblos. Die Einführung von Ceroxyd als farblosem Absorbens für ultraviolettes Licht wurde zuerst in einer deutschen Patentschrift der Sanoskop-Gesellschaft im Jahre 1912 angegeben, später in einer Arbeit von W. Crookes.[4]) Ein derartiges Absorptionsglas führt daher in den angelsächsischen Ländern den Namen Crookesglas und unterscheidet sich von dem deutschen praktisch farblosen Sanoskopglas und dem noch klareren Sinuvalglas der Sendlinger Optischen Glaswerke durch eine bläuliche Farbe, welche von einer Verunreinigung durch Didym hervorgerufen wird. Als nächstes Bild zeigt die Aufnahme das Spektrum der Nernstlampe mit einer Filterung durch ein braunes Vanadinglas des Sendlinger Glaswerks, welches das ultraviolette Licht vollommen abscheidet, aber auch im Sichtbaren eine braune Farbe zeigt, so daß es gleichzeitig Dämpfungsglas ist. Es folgt sodann auf der photographischen Aufnahme noch die Absorptionsspektren der Gelbfiltergläser von 7 mm Schichtdicke, Farbtöne F_0, F_1, F_2 und F_3. Die Kurven in Abb. 3 zeigen, daß diese Gläser ziemlich scharf bei 425, 450,

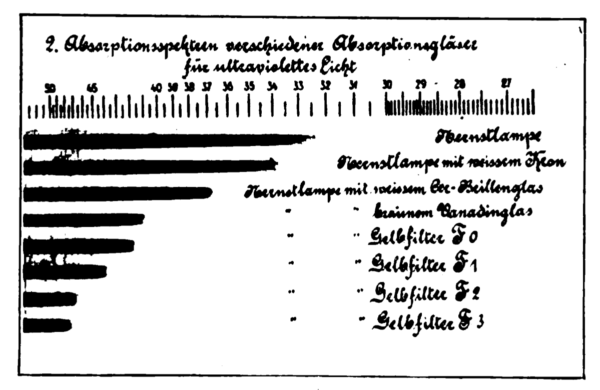


Abb. 2.

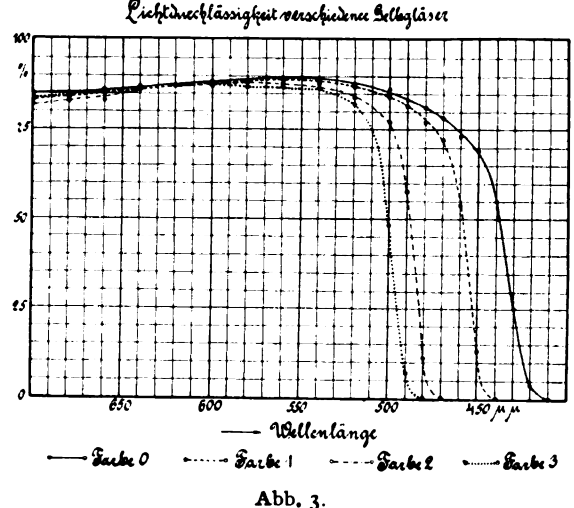


Abb. 3.

475 und 490 $\mu\mu$ auch den violetten Teil des Spektrums abschneiden. Diese Gläser sind Filtergläser für photographische Zwecke und benutzen als Farbstoff Cadmiumsulfid.

Setzt man die Absorptionsgläser für ultraviolettes Licht der Strahlung einer Quarzquecksilberlampe aus, von der man die sichtbare Strahlung mit dem oben genannten Schwarzglas abgefiltert hat, so kann man sehr interessante Fluoreszenzerscheinungen beobachten: Während das Cerglas eine leuchtende, blaue Fluoreszenz, das Vanadinglas eine grünbraune Fluoreszenz zeigt, leuchten die Gelbgläser in Weißlichgelb, Gelb, Orange und Tiefrot auf, je nach der Grenze der Absorption für violettes Licht. Die Zuordnung der Fluoreszenzfarben sind aus der folgenden Tabelle ersichtlich.

Diese Gelbgläser erhalten wie die Goldrubingläser erst durch das „Anlassen", d. h. das Wiedererwärmen auf 640°—720°, und zwar vertieft sich hierbei die Farbe mit Anlaßtemperatur und -Dauer.

---

[4]) W. Crookes, Phil. Trans. Roy. Soc. of London Ser. A. 1920.

Fluoreszenzfarben von Gelbfiltern der Sendlinger Optischen Glaswerke.

Filter-Nr.	Durchlässig für sichtbares Licht	Fluoreszenz
0	425 $\mu\mu$	weißlich 670—450 $\mu\mu$
1	450 $\mu\mu$	gelb 670—510 $\mu\mu$
2	475 $\mu\mu$	orange 670—550 $\mu\mu$
3	490 $\mu\mu$	rot 690—630 $\mu\mu$

Da das nicht angelassene Gelbglas überhaupt nicht fluoresziert, ist erwiesen, daß die Eigenschaft der Fluoreszenz ebenso wie die der Absorption für violettes Licht nur durch das Anlassen und die dabei erfolgte Bildung von Kolloiden im Glas hervorgerufen wird, und zwar rückt mit dem Wachsen der Kolloide sowohl die Absorptionsgrenze als auch die Fluoreszenzfarbe mehr nach dem langwelligen Teil des Spektrums. Durch Anlassen des Gelbglases in einem Ofen mit ungleicher Temperaturverteilung läßt es sich erreichen, daß man in einem Glasstück an verschiedenen Stellen verschiedene Töne von Gelbfärbung hat. Ein derartiges „keilig" angelassenes Gelbglas zeigt auch dementsprechend an den einzelnen Stellen andersfarbige Fluoreszenz und stellt insofern ein Kuriosum dar.

Die Untersuchung über den Zusammenhang zwischen Absorptionsgrenze, Fluoreszenzfarbe und Wachstum der Kolloide im Glas wird in einer späteren Arbeit erfolgen.

Zusammenfassung.

1. Es werden ultraviolettdurchlässige weiße und farbige Gläser und deren Anwendungsgebiet beschrieben.

2. Es wird auf die Fluoreszenz der Absorptionsgläser in schwarzem ultraviolettem Licht aufmerksam gemacht.

3. Die Fluoreszenzfarbe und die Absorptionsgrenze der gelben Cadmiumsulfidgläser verschiebt sich bei weiterem Anlassen nach den langen Wellen, was auf ein Wachsen der färbenden Kolloide zurückgeführt wird.

(Eingegangen am 19. April 1926.)

Die zweckmäßigste Wahl der Wellenlängen und Lichtquellen für die Messung von Brechungsverhältnissen.

Von F. Weidert.

Inhalt: Kritik der bisher gebräuchlichen Meßlinien. Vorschlag, bis auf weiteres mit den Hg-Linien zu messen, und mit der im folgenden angegebenen Interpolationstafel die Brechungsverhältnisse für das alte Meßliniensystem zu berechnen.

Seitdem Fraunhofer nach Entdeckung der nach ihm benannten Absorptionslinien des Sonnenspektrums bestimmte Wellenlängen zur Definition der Brechungsverhältnisse[1]) eingeführt hatte, sind unzählige Brechungsmessungen gemacht worden, im großen und ganzen aber stets mit den wichtigsten der von ihm gewählten Wellenlängen. Für den damaligen Stand war ja auch die Sonne infolge ihrer Helligkeit und der reichen Zahl ihrer Linien die gegebene Lichtquelle, obwohl Fraunhofer durch Vergleich des Sonnenspektrums mit dem einer Öllampe, in dem stets eine orangegelbe hellere Linie hervortrat, selber schon gefunden hatte, daß auch Flammen ebenso brauchbar sein können.

So haben denn auch die Flammen als leicht zu erzeugende und immer zur Verfügung stehende Lichtquellen bis heute ihren Platz für spektrometrische Arbeiten behauptet, insbesondere die Na-Flamme, weil sie von allen wohl die am bequemsten zu erzeugende ist, und weil man lange in dem Glauben befangen war, daß sie geeignet sei, die mittlere wirksame Wellenlänge des weißen Lichts zu repräsentieren. Der Gebrauch der Na-Flamme hat sich sogar derart eingebürgert, daß fast immer, wenn man von Br.-V. schlechtweg spricht, dasjenige für die *D*-Linie gemeint ist.

Als nach Erfindung der Geisslerschen Röhre auch die Linien *C* und *F* des Sonnenspektrums leicht im Laboratorium reproduziert werden konnten, arbeitete man vorzugsweise mit Natriumflamme und Wasserstoffröhre. Diese Lichtquellen legte auch Abbe seinen Messungen optischer Gläser zugrunde, wobei er als Ersatz der Fraunhoferschen Linie *G* die Wasserstofflinie H_γ wählte, und für Messungen im äußersten sichtbaren Rot statt der Fraunhoferschen Linie *A* die rote Doppellinie des Kaliums. Wegen der Nachbarschaft zu *G* und *A* bezeichnete er diese Linien mit den Buchstaben *G'* und *A'*. Das Abbesche System von Meßlinien ist also durch folgende Elemente, Buchstaben und Wellenlängen gekennzeichnet:

K	H_α	Na	H_β	H_γ	
A'	*C*	*D*	*F*	*G'*	
7679	6563	5893	4861	4340	Å.-E.

Wenn auch bisweilen außerdem Lithium- und Thalliumflamme, sowie Quecksilber-, Cadmium- und Heliumspektrum benutzt wurden, so sind doch bisher die meisten Messungen im sichtbaren Gebiet mit den vier Linien *C D F G'* ausgeführt worden. Die Linie *A'* wurde seltener angewandt, weil sie in einem Spektralgebiet liegt, in dem das Auge nur noch geringe Empfindlichkeit besitzt.

Trotz seiner großen Verbreitung hat jedoch das System der Meßlinien *A' C D F G'* für unsere heutigen Begriffe gewisse Nachteile. Sie lassen sich am besten erkennen, wenn man gleichzeitig

[1]) Im folgenden kurz mit Br.-V. bezeichnet.



die Anforderungen betrachtet, die man an ein System einwandfreier Meßlinien stellen muß, das auch den immer wachsenden Ansprüchen an Meßgenauigkeit gerecht wird. Solche sind:

1. Einfache Struktur.

Berücksichtigt man, daß es schon heute möglich ist, mit spektrometrischen Methoden eine Meßgenauigkeit von einer Einheit der sechsten Dezimale des Br.-V. zu erreichen, so ist leicht einzusehen, daß eine Doppellinie von der Art wie A' mit großem Abstand der Komponenten und ungleicher Helligkeit derselben durchaus zu verwerfen

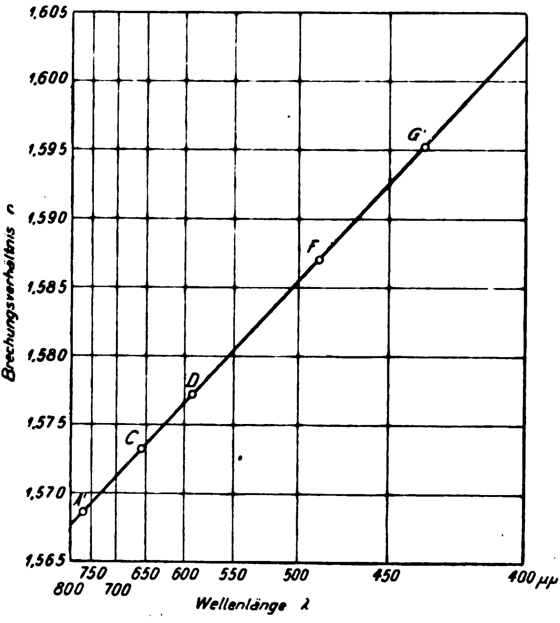


Abb. 1. Abbesche Meßlinien.

ist, weil bei der Einstellung auf die Mitte erhebliche Verschiedenheiten der Auffassung eintreten. Schon bei einem Glas geringer Dispersion, wie z. B. dem Borosilikat-Prismenkron 516/640 ($n_D = 1{,}5162$ $\nu = 64{,}0$), berechnet sich der den beiden Komponenten [Abstand $\Delta\lambda = 34{,}07$ Å.-E.[2])] entsprechende Unterschied des Br.-V., der einen gewissen Anhalt zur Beurteilung des möglichen Fehlers gibt, zu $\Delta n = 70 \cdot 10^{-6}$ und für ein Flint 649/338 schon zu $\Delta n = 141 \cdot 10^{-6}$. Auch die D-Linie ist für eine solch hohe Meßgenauigkeit noch nicht eng genug, denn für ihre Komponenten [$\Delta\lambda = 5{,}967$ Å.-E.[3])] ergibt sich bei den genannten Gläsern immer noch $\Delta n = 25 \cdot 10^{-6}$ bzw. $57 \cdot 10^{-6}$. Da aber auch ihre beiden Komponenten nicht gleich hell sind, und sich gezeigt hat, daß ihre Helligkeitsverteilung von der Erzeugungsart abhängt[4]), kann man ermessen, welche Meßfehler auch hier möglich sind. Auch die Wasserstofflinie H_α, die bei Erzeugung im üblichen Geisslerrohr mit enger Kapillare eine recht merkbare Breite besitzt, obwohl der Abstand der beiden ineinanderfließenden Komponenten nur etwa 0,13 Å.-E. beträgt[5]), läßt manches zu wünschen übrig.

Wenn es auch bei den derzeitigen Meßmethoden übertrieben wäre, zusammengesetzte Linien gänzlich auszuschließen, so sollte man doch wenigstens verlangen, daß die Komponenten genügend weit unter der auflösenden Kraft der Meßinstrumente liegen, daß die Linien sehr schmal sind, und keine meßbaren Schwerpunktsverschiebungen bei verschiedener Erzeugungsart auftreten können.

2. Gut verteilte Lage im Spektrum.

Da die Dispersion aller Substanzen nach dem kurzwelligen Gebiet rasch zunimmt, dürfen die Meßlinien nicht nach gleichen Wellenlängenunterschieden ausgewählt sein, weil sonst das Spektrum, d. h. die Kurve $n = f(\lambda)$, im kurzwelligen Teil weniger sicher festgelegt würde, als im langwelligen. Es erscheint vielmehr richtiger, die Wellenlängenintervalle nach Möglichkeit so zu wählen, daß ihnen über das ganze Spektrum hin annähernd gleiche Unterschiede der Br.-V. entsprechen. Diese Forderung ist insbesondere auch für die Berechnung optischer Systeme wichtig, da sich der Korrektionszustand im allgemeinen mit abnehmender Wellenlänge beschleunigt verändert. Außerdem sollte ein allgemein brauchbares Meßliniensystem vor allem auch eine Linie in der Gegend der maximalen Lichtempfindung des Auges, also in der Nähe von 5550 Å.-E. enthalten. Beides ist aber in dem System $A'CDFG'$ nicht der Fall, wie ein Blick auf Abb. 1 zeigt, in der in der Darstellung des Hartmannschen Dispersionsnetzes[6]) die Br.-V. für ein mittleres Flint von der optischen Lage 577/414 aufgetragen sind.

3. Isolierte Lage.

Nachbarlinien müssen von den Meßlinien so weit abstehen, daß die Spaltbilder auch bei Sub-

[2]) J. M. Eder, Wellenlängenmessungen nach dem internationalen System im Bogenspektrum der Elemente von Rot bis Intrarot. Sitz.-Ber. d. Wiener Akad. Math.-naturw. Klasse, Abt. 2a, **123** (1914), 2295.

[3]) A. Perot et Ch. Fabry, Détermination de nouveaux points de repère dans le spectre. Compt. Rend. **130** (1900), 494.

[4]) R. Hase, Optische und photographische Untersuchungen homologer Bunsenflammenlinien. Dissert. Erlangen 1912. — Hj. V. Brotherus, Experimentelle und theoretische Untersuchungen über die Spektrallinien D_1 und D_2. Ann. d. Phys. (4) **38** (1912), 397—433.

[5]) Eine Zusammenstellung der Messungen verschiedener Beobachter (auch für die andern Wasserstofflinien) findet sich bei E. Lau, Über die Frage der Feinstruktur ausgewählter Spektrallinien. Phys. Zeitschr. **25** (1924), 62.

[6]) J. Hartmann, Einige Regeln für den Gebrauch der empirischen Dispersionsformel und ihre Anwendung auf die Brechungsexponenten des Quarzes. Zeitschr. f. Instr. **37** (1917), 166.

stanzen mit geringster Dispersion, sowie bei Instrumenten mit geringer Fernrohrvergrößerung und dementsprechend weiterem Spalt, einander noch nicht zu nahe kommen. Es genügt nicht, nur zu verlangen, daß sie sich nicht berühren sollen, weil bei einseitiger Nachbarschaft einer hellen Linie Fehler in der Einstellung eintreten können. Bei Refraktometermessungen wirken solche Nachbarlinien besonders störend. Aus diesen Gründen sind z. B. die gelben Hg-Linien für allgemeine Verwendung nicht geeignet. Im tiefen Blau und Violett stört bei der Wasserstoffröhre das Viellinienspektrum, weil das von ihm ausgehende diffuse Licht das Gesichtsfeld erhellt, und man dann beim Bewegen des Auges infolge dessen mangelnder Achromasie das Fadenkreuz gegen das Spaltbild sich verschieben sieht, während nur das kleine vom angemessenen Spaltbild sich abhebende Stück des Fadenkreuzes feststeht [Chromatische Parallaxe[7])]. Während man bei Spektren mit weit auseinanderliegenden Linien durch Lichtfilter Nebenlicht abweichender Wellenlänge ausscheiden kann, ist dies in solchem Falle nicht genügend möglich.

4. Leichte Identifikation.

Die Meßlinien sollen so liegen, daß sie auch dann leicht erkannt werden können, wenn Messungen nur seltener gemacht werden, das Bild des Spektrums sich dem Beobachter also genügend einprägt. Abgesehen von der Verwechslungsgefahr muß hier auch auf den besonders in der Technik maßgebenden Zeitverlust Rücksicht genommen werden.

5. Ausreichende Helligkeit.

Nicht nur bei Refraktometermessungen, sondern auch bei Spektrometermessungen großer Genauigkeit muß man in dieser Beziehung, vor allem im tiefen Rot und Violett, ziemlich hohe Anforderungen stellen, weil man aus praktischen Gründen die Dimensionen der Meßprismen nicht entsprechend der erforderlichen Fernrohrvergrößerung steigern kann. Arbeitet man nach der Littrow-Abbeschen Autokollimationsmethode, und will oder kann aus bestimmten Gründen die reflektierende Hinterfläche der 30°-Prismen nicht versilbern, so ist große Helligkeit besonders wichtig. Um für alle vorkommenden Fälle gesichert zu sein, kann die Lichtquelle eigentlich nicht hell genug sein. Gegen die dann auftretende zu große Helligkeit einzelner Linien hilft ja in bequemster Weise ein an passender Stelle in den Strahlengang eingeschalteter Grauglas-Revolver, in den man dann auch gleich das zur Unschädlichmachung der erwähnten „Chromatischen Parallaxe" erforderliche Blaufilter einsetzt.

6. Einfache Erzeugbarkeit und Betriebssicherheit.

Dieser Forderung halten nur wenige Lichtquellen stand. Vor allem muß man für allgemeinen Gebrauch alle Lichtquellen ausscheiden, die nur mit den Hilfsmitteln eines besser ausgestatteten Laboratoriums betrieben werden können, wie z. B. solche Vakuumlampen, die während des Betriebes an der Pumpe liegen müssen, oder Metallichtbögen, die den immer seltener werdenden Gleichstrom verlangen und ähnliches. Dem Sonnenlicht mangelt die stete Betriebsbereitschaft, außerdem bedarf man eines Heliostaten und ist bei der Aufstellung desselben nicht frei in der Wahl des Raumes. Leuchtende Flammen entwickeln, wenn sie genügend intensiv sein sollen, unangenehme, den Instrumenten schädliche und zum Teil giftige Dämpfe (z. B. Thallium), so daß man sie unter einem Abzug aufstellen muß. Auch bedürfen Flammen, ebenso wie der Funke, einer ständigen Wartung, wenn man kompliziertere Einrichtungen vermeiden will. Ferner sollen alle benutzten Meßlinien möglichst von einer einzigen Lichtquelle geliefert werden; man kann es nicht als einfach bezeichnen, wenn man während der Messung ständig zwischen zwei oder gar mehreren Lichtquellen wechseln muß. Vereinigt man aber mehrere leuchtende Elemente in einer Flamme, Geisslerröhre oder Vakuumbogenlampe, so hat man den Nachteil, daß die Helligkeitsverteilung zwischen den einzelnen Linien nicht erhalten bleibt. Amalgamlampen sind zudem noch nicht genügend betriebssicher. Sehr wertvoll wäre es, wenn eine auch allen andern Bedingungen entsprechende Spektrallichtquelle gefunden würde, die unmittelbaren Anschluß an das Netz gestattet, und sowohl für Gleich- wie für Wechselstrom gebaut werden kann.

Wie man hiernach sieht, entspricht das Meßliniensystem *A' C D F G'* eigentlich nur der Forderung 4: Leichte Identifikation der Linien. Dies hat man auch schon anderwärts empfunden. So empfahl schon Tschermak[8]) zur Eichung von Spektralapparaten die Anwendung der Heliumlinien 7065 6678 5876 5016 4922 4713 4471 Å.-E. Nutting[9]) bemängelt an dem System *A' C D F G'* sowohl die Verteilung, wie die Güte der Linien und schlägt die Verwendung einer Heliumröhre in Kombination mit einer etwas Gold

[7]) J. Guild, Chromatro Parallax and its Influence on Optical Messurements. Proc. Phys. Soc. Lond. **29** (1917), 311—335.

[8]) A. Tschermak, Über spektrometrische Verwendung von Helium. Pflügers Arch. für Physiol. **88** (1902), 95—97.

[9]) P. G. Nutting, The Refractometry and Listing of Optical Glass. Journ. Opt. Soc. Amer. **2—3** (1919), 90 bis 92.



enthaltenden Quecksilberbogenlampe vor, unter Benutzung der acht Wellenlängen 7065 6678 6278 5876 5461 5016 4471 4026 Å.-E.; diese Linien sind jedoch nach annähernd gleichen Wellenlängenunterschieden ausgewählt. Das Glaswerk Schott u. Gen. hat in seinem letzten Glaskatalog (Januar 1923) die Daten der optischen Gläser für zum Teil andere Wellenlängen als bisher gegeben; jedoch kann man auch diese Lösung nach den oben aufgestellten Gesichtspunkten nicht als eine glückliche bezeichnen. Es werden nämlich die nachstehenden sieben Linien

A'	*C*	*d*	*e*	*F*	*g*	*h*	
K	H	He	Hg	H	Hg	Hg	
7679	6563	5876	5461	4861	4358	4047	Å.-E.

benutzt, wobei den neuen Linien auch neue Bezeichnungen durch kleine Buchstaben gegeben wurden, eine Bezeichnungsweise, die aber lieber nicht in die Literatur eingehen sollte, weil die gleichen Buchstaben bereits für bestimmte Fraunhofersche Linien des Sonnenspektrums in Gebrauch sind. Die Lücke im Grün ist zwar ausgefüllt, jedoch bleibt eine ganze Reihe der oben angeführten Nachteile bestehen. Offenbar bestand das Bestreben, das Bild, unter dem sich bisher ein Glas bezüglich seiner Br.-V. darbot, nicht gar zu sehr zu stören. Trotzdem wird aber die Vergleichung alter und neuer Daten durch diesen Wechsel schon erheblich erschwert.

Da aber diese Übergangsschwierigkeit bei jedem Wechsel auftreten wird, erscheint es richtiger, bei einem neu aufzustellenden System auf die bisherigen Verhältnisse nicht mehr Rücksicht zu nehmen als unbedingt notwendig, es aber erst dann einzuführen, wenn sich ein solches gefunden hat, welches den oben aufgestellten Forderungen möglichst vollkommen entspricht. Da aber gar mancherlei Gesichtspunkte hierbei maßgebend sind, sollte eine solche Einführung nur durch eine Kommission aus Vertretern verschiedenster Fachrichtungen erfolgen, und am besten auf internationalem Wege. Ebenso müßten dann auch Normalmeßlinien für den ultraroten und ultravioletten Bereich aufgestellt werden.

Vielleicht ist es sogar zu empfehlen, in Zukunft ganz radikal vorzugehen und die Br.-V. nicht mehr für bestimmte Linien anzugeben, worin immerhin eine gewisse Willkür bestehen bleibt, sondern gleich interpoliert auf runde Wellenlängenzahlen, etwa von 500 zu 500 Å.-E. fortschreitend, gleichzeitig mit den Konstanten der benutzten Interpolationsformel, wie dies Nutting l. c. für die Anlage von Glaskatalogen vorgeschlagen hat. Interpolationstafeln nach Art der im folgenden zu beschreibenden würden die erforderliche Rechenarbeit auf ein Minimum beschränken. Bei sehr genauen Messungen wären zweckmäßig daneben noch die gemessenen Werte mitzuteilen.

Im Hinblick auf die nach Tausenden zählenden Glasmessungen des Goerzschen Meßlaboratoriums hatte auch ich mich schon seit Jahren bemüht, ein allen Forderungen entsprechendes System von Meßlinien zu finden. Recht verlockend erschien u. a. eine Zeit lang die Cadmiumamalgam-Quarzlampe mit den gut verteilten Linien Cd 6438 Hg 5461 Cd 4800 Hg 4358 Hg 4047; jedoch störten andererseits wieder die mangelnde Helligkeit der äußersten roten und violetten Hg-Linien, die wechselnde Helligkeitsverteilung innerhalb des Spektrums und die geringe Betriebssicherheit der Lampe. Eine Lampe mit Galliumzusatz[10]), der den Niederschlag von Cadmium an den Wänden verhindern soll, war leider nicht zu erhalten. Auch die Verwendung einer Geisslerröhre, die gleichzeitig H, He und Hg enthält, wie sie von Collie[11]) zur Eichung von Spektralapparaten vorgeschlagen wurde und hierfür auch sehr zu empfehlen ist, scheidet für den vorliegenden Zweck aus, da sie mehreren der aufgestellten Forderungen nicht entspricht. Überhaupt scheint es, daß die Zeit noch nicht reif ist, in der vorgeschlagenen Weise normalisierte Meßlinien aufzustellen, da augenblicklich die technische Entwicklung mehrerer zu spektralen Zwecken geeigneter Lichtquellen noch nicht genügend abgeschlossen ist.

Ich wählte deshalb schließlich einen anderen Weg. Da jedes im Augenblick eingeführte neue Meßliniensystem doch nur ein Provisorium wäre, ist es richtiger, die Br.-V. nach wie vor für die bisherigen gewohnten Wellenlängen anzugeben, aber die Messung mit solchen Linien auszuführen, die wenigstens in der Hauptsache den obigen Forderungen entsprechen. Das bedeutet, daß aus den gemessenen Br.-V. die für die Linien *A' C D F G'* gültigen berechnet werden müssen; für diese Interpolation steht aber in der Hartmannschen Dispersionsformel ein ausgezeichnetes Hilfsmittel zur Verfügung, und wie nachstehend gezeigt wird, läßt sich dieselbe, da es sich immer um dieselben Wellenlängen handelt, derart in Tafelform bringen, daß die Interpolation nur wenige Minuten erfordert.

Als geeignetste Lichtquelle erwies sich hierfür schließlich die einfache Quecksilber-Quarzlampe von W. C. Heraeus in Hanau. Die Trabanten der Hg-Linien stehen sehr eng beisammen und liegen annähernd symmetrisch, so daß die Linien wenigstens bei den heutigen Ansprüchen für eine wohldefinierte Einstellung als einwandfrei anzu-

[10]) F. Bates, A new Cadmium Vapour Arc Lamp. Phil. Mag. (6) **39** (1920), 353—358.

[11]) J. N. Collie, Note on the Effect of Mercury Vapour on the Spectrum of Helium. Proc. Roy. Soc. **71** (1903), 25—27.

sehen sind. Als Meßlinien wurden die folgenden sechs Wellenlängen ausgewählt:

6907,496 6234,310 5460,740 4916,036
4358,342 4046,563 i. Å.-E.

Ihre Verteilung zeigt Abb. 2. Wenn ihre Lage auch nicht der Forderung nach gleichmäßigen Intervallen der Br.-V. entspricht, so liegen sie doch, wie ein Vergleich mit Abb. 1 zeigt, gerade sehr günstig für die Interpolation der alten Linien. Außerdem sind die Linien 5461 und 4047 sowieso schon seit längerer Zeit vielfach zur Ergänzung des Systems $A' C D F G'$ herangezogen worden, und es werden immer häufiger Br.-V. für sie in der Literatur mitgeteilt. Die Hg-Linien

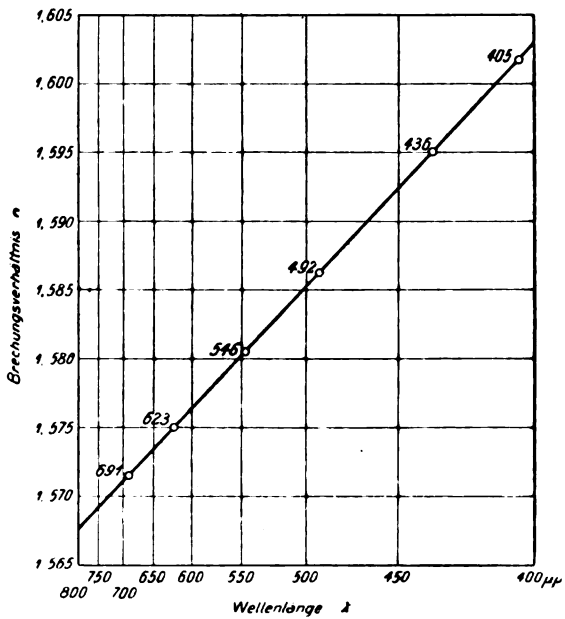


Abb. 2. Meßlinien des Hg-Spektrums.

liegen derart isoliert, daß sie auch für Refraktometermessungen hervorragend geeignet sind, zumal die große Helligkeit der Quarzlampe für alle Zwecke ausreicht. Was die einfache Bedienung und Betriebssicherheit betrifft, so läßt die Quarzlampe ebenfalls nichts zu wünschen übrig; sehr wesentlich ist in dieser Beziehung, daß sie unmittelbar an das Netz angeschlossen werden kann und für Gleich- wie Wechelstrom brauchbar ist. Werden nicht sehr hohe Anforderungen an Helligkeit gestellt, so kann das Hg-Spektrum zur Not auch in der Geisslerschen Röhre erzeugt werden.

Zur Berechnung der erwähnten Interpolationstafeln ging ich von der vierkonstantigen Hartmannschen Dispersionsformel[12])

$$n - n_0 = \frac{c}{(\lambda - \lambda_0)^a}$$

aus, deren große Genauigkeit ja bekannt ist. Hierin bedeutet n das zu einer Wellenlänge λ gehörige Br.-V., während n_0 c λ_0 und α von Fall zu Fall zu berechnende Konstanten sind. Durch vier Messungen bei bekannten Wellenlängen sind also diese vier Konstanten bestimmt. Dementsprechend setzt auch jede der vier Interpolationstafeln voraus, daß für vier Hg-Linien die Br.-V. gemessen worden sind.

Zunächst werde jedoch für α ein Näherungswert α' als bekannt angenommen, so daß nur noch die drei Konstanten n_0 c und λ_0 zu eliminieren wären; die bei den Wellenlängen λ_1 λ_2 λ_3 gemessenen Br.-V. seien n_1 n_2 n_3, und es soll der zu einer Wellenlänge λ_4 gehörige Wert n_4 ermittelt werden. Setzt man diese vier Wertepaare für n und λ in die obige Dispersionsformel ein, so ergeben sich vier Gleichungen, aus denen zunächst durch paarweise Subtraktion n_0 eliminiert werden kann. Dividiert man dann die verbleibenden drei Gleichungen zur Elimination von c paarweise durcheinander, so erhält man schließlich:

$$\frac{n_2 - n_1}{n_3 - n_1} = \frac{(\lambda_1 - \lambda_0)^a - (\lambda_2 - \lambda_0)^a}{(\lambda_2 - \lambda_0)^a} \cdot \frac{(\lambda_3 - \lambda_0)^a}{(\lambda_1 - \lambda_0)^a - (\lambda_3 - \lambda_0)^a},$$

$$\frac{n_4 - n_1}{n_3 - n_1} = \frac{(\lambda_1 - \lambda_0)^a - (\lambda_4 - \lambda_0)^a}{(\lambda_4 - \lambda_0)^a} \cdot \frac{(\lambda_3 - \lambda_0)^a}{(\lambda_1 - \lambda_0)^a - (\lambda_3 - \lambda_0)^a}.$$

Da α zunächst als bekannt vorausgesetzt wurde, so sind die rechten Seiten dieser Gleichungen Funktionen ein und derselben Variabeln λ_0, lassen sich also, da es sich immer um die selben Meßlinien mit den Wellenlängen $\lambda_1\,\lambda_2\,\lambda_3\,\lambda_4$ handelt, für einen gegebenen Exponenten α ein für allemal für eine Reihe von Werten λ_0 tabellarisch gegenüberstellen.

Da diese beiden Funktionen

$$\frac{n_2 - n_1}{n_3 - n_1} = \varphi(\lambda_0) = a$$

und

$$\frac{n_4 - n_1}{n_3 - n_1} = \psi(\lambda_0) = b,$$

analog gebaut sind, läßt sich zwischen den Wertreihen a und b über größere Intervalle hin linear interpolieren. Bildet man also aus den gemessenen Br.-V. $n_1\,n_2\,n_3$ den Quotienten der beiden Teil-

[12]) J. Hartmann, Über eine einfache Interpolationsformel für das prismatische Spektrum. Publ. d. Astrophys. Observ. Potsdam Nr. 42 (Anhang zu Bd. 12) 1898, und Einige Regeln für den Gebrauch der empirischen Dispersionsformel und ihre Anwendung auf die Brechungsexperimente des Quarzes. Zeitschr. für Instr. 37 (1917), 166 bis 174.

dispersionen $\frac{n_2 - n_1}{n_3 - n_1} = a$ und entnimmt aus der entsprechenden Tafel den hierzu gehörigen Wert b, so ergibt sich das gesuchte Br.-V. n_4 zu

$$n_4 = n_1 + (n_3 - n_1) \cdot b.$$

Solche Wertreihen $a = \varphi(\lambda_0)$ und $b = \psi(\lambda_0)$ wurden nun für eine ganze Reihe von α-Werten berechnet. Ferner wurde die Funktion b nicht nur für die Linien $CDFG'$ berechnet, sondern auch für die vierte gemessene Hg-Linie. Infolgedessen kann man den den besten Anschluß an die Messungen gebenden α-Wert dadurch ermitteln, daß man zunächst aus der für den gewählten Näherungswert α' aufgestellten Tafel das Br.-V. für diese vierte Hg-Linie ermittelt und mit dem unmittelbar gemessenen vergleicht. Nach höchstens zweimaligem Probieren hat man den richtigen α-Wert gefunden und berechnet nun aus den andern Spalten dieser Tafel die Br.-V. n_4 für die verschiedenen Wellenlängen λ_4 der Linien $CDFG'$.

Um eine möglichst große Genauigkeit zu erzielen, wurde das sichtbare Spektrum in zwei kürzere Teile zerlegt. Die für den langwelligen Teil bestimmte Tafel I dient zur Interpolation der Br.-V. für CDF aus den gemessenen Werten für die Hg-Linien 6907 6234 5461 4916 Å.-E. und ist aufgestellt für die um je 0,1 steigenden α-Werte von 0,5 bis 1,3. Aus der für den kurzwelligen Teil des Spektrums berechneten Tafel II lassen sich die Br.-V. für F und G' interpolieren aus den für 5461 4916 4358 4047 gemessenen; sie ist aufgestellt für $\alpha = 0{,}9$ bis 1,5. Für die Zwecke, bei denen es nicht auf größte Genauigkeit, sondern mehr auf rasches Arbeiten ankommt, wurde noch eine Tafel III berechnet, die nur die Messung der vier Linien 6234 5461 4916 4358 voraussetzt, und aus der die Br.-V. für alle vier Linien $CDFG'$ entnommen werden können. Außerdem ist diese Tafel zur Verwendung mit dem Refraktometer bestimmt, weil die ihr zugrunde gelegten Hg-Linien besonders hell und gut zu messen sind. Die α-Werte gehen hier von 0,8 bis 1,4.

Von der Berechnung einer Spalte zur Interpolation von A' wurde Abstand genommen, weil diese Linie bisher zu selten benutzt wurde.

In alle drei Tafeln wurde aber noch eine Spalte für die Konstante λ_0 aufgenommen, um ohne große Rechenarbeit auch für beliebige andere Wellenlängen die Br.-V. interpolieren zu können. Man kann also aus den Tafeln gerade die beiden Konstanten entnehmen, deren Berechnung bei unmittelbarer Anwendung der Dispersionsformel die meiste Zeit erfordern würde. Die beiden andern Hartmannschen Konstanten n_0 und c zu berechnen, ist dann ein leichtes.

Was die Genauigkeit der interpolierten Br.-V. für diese drei Tafeln betrifft, so ist dieselbe natürlich die gleiche, wie bei unmittelbarer Benutzung der Hartmannschen Dispersionsformel, da ja keinerlei Vernachlässigungen gemacht sind. Daß selbst bei noch wesentlich größeren Spektralbereichen, als dem der Tafel III zugrunde gelegten, die Fehler unterhalb einer Einheit der 5. Dezimale des Br.-V. bleiben, hat Hartmann in den beiden zitierten Abhandlungen an mehreren Gläsern und Quarz gezeigt. Für die geringeren Bereiche der Tafeln I und II betragen sie deshalb nur einige Einheiten der 6. Dezimale. Die Meßfehler der landläufigen Spektrometer oder gar der Refraktometer sind aber mindestens 10 bis 20 mal so groß.

Es ist beabsichtigt, die Tafeln I, II und III demnächst im Buchhandel erscheinen zu lassen.

Erwähnt sei noch, daß die Berechnung der Tafeln Ende 1914 im Goerzschen Rechenbureau begonnen wurde, und daß sie sich in jahrelangem Gebrauch im Meßlaboratorium der Goerzwerke bestens bewährt haben.

Sollte einmal, wie oben besprochen, ein neues System von Normalmeßlinien allgemein eingeführt werden, so würden in analoger Weise berechnete Tafeln sehr dazu beitragen, die Übergangsschwierigkeiten zu erleichtern. Nur müßten dieselben dann sowohl zur Interpolation der Br.-V. für die alten Meßlinien aus den für die neu eingeführten, wie auch vor allem für die Umrechnung der alten Werte in die neuen aufgestellt werden.

Zusammenfassung.

Ein für alle Zwecke (Spektrometermessungen geringer wie höchster Genauigkeit, Refraktometer-Messungen, industrielle und wissenschaftliche Verwendung usw.) gleich brauchbares System von Meßlinien soll folgenden Bedingungen entsprechen:

1. Einfache Struktur der Linien.
2. Gut verteilte Lage im Spektrum.
3. Isolierte Lage.
4. Leichte Identifikation.
5. Ausreichende Helligkeit.
6. Einfache Erzeugbarkeit und Betriebssicherheit.

Hierfür voll geeignete Lichtquellen scheinen noch nicht zu existieren; auch empfiehlt es sich, die Ausarbeitung und Einführung eines allen Ansprüchen genügenden Systems von Meßlinien durch eine internationale Kommission besorgen zu lassen.

Bis zur endgültigen Überwindung dieser Schwierigkeiten schlägt Verfasser deshalb vor, mit den wenigstens den allermeisten der aufgestellten Forderungen entsprechenden Linien der Quarz-Quecksilberlampe 6907 6234 5461 4916 4358 4047 Å.-E. zu messen, und, weil bisher das Meßliniensystem $CDFG'$ sich am meisten eingebürgert hat, die Br.-V. hierfür zu interpolieren.

Es werden auf Grund der Hartmannschen vierkonstantigen Interpolationsformel Funktionen angegeben, nach denen Verfasser Tafeln berechnet hat, die diese Interpolation mit großer Genauigkeit in kürzester Zeit auszuführen gestatten. Diese Tafeln ergeben auch unmittelbar die Hartmannschen Konstanten λ_0 und α, so daß aus den gemessenen Hg-Linien auch die Br.-V. für beliebige andere Wellenlängen schnell berechnet werden können.

(Eingegangen am 25. April 1926.)

Der Grenzwinkel der regulären Reflexion.

(Ein Maß für den optischen Zustand einer Oberfläche.)

Von Felix Jentzsch in Berlin.

Inhalt: Für jede rauhe Fläche läßt sich ein Winkel angeben, unter dem sie nicht mehr diffus, sondern regulär reflektiert. Dieser Grenzwiukel ist ein Maß für die Rauhigkeit der Oberfläche.

Die Materie hat bekanntlich körnige Struktur. Es ist also niemals möglich von der Oberfläche eines Körpers im mathematischen Sinne zu reden.

Inwieweit man im praktischen Sinne einem Körper eine definierte Oberfläche geben kann, ist durch den Verwendungszweck bedingt. Die höchsten Ansprüche werden augenscheinlich für eine optisch brauchbare Oberfläche gestellt. Ich habe früher[1]) gezeigt, daß die Ansprüche an eine Spiegelfläche größer sind als an einer Fläche, die nur zur Brechung benutzt wird. Das Verhältnis zwischen den zulässigen Abweichungen ist etwa

$$\frac{2}{1 - \frac{\cos i}{\sqrt{n^2 - \sin^2 i}}}$$

wo n der Brechungsindex und i der Einfallswinkel. Für kleine Winkel wird der Ausdruck

$$\frac{2n}{n-1}$$

also für Glas vom Brechungsindex 1,5 gleich 6, d. h. eine Spiegelfläche muß 6 mal so genau sein, als eine brechende Fläche. Die im Sinn der Lichtbewegung hinten liegende Fläche einer Linse erfordert im Paraxialgebiet 1,5 mal und für $i = 30^0$ etwa 2,5 mal so viel Präzision als die vordere Linsenfläche. Wenn wir die Güte einer optischen Fläche näher definieren wollen, wird also die Untersuchung ihrer Reflexionsfähigkeit genügen.

Es ergibt sich ein einfacher Zusammenhang[2]) mit der Höhe der Unebenheiten. Sei z. B. h der in Richtung der allgemeinen Flächennormale gemessene Abstand zwischen einer Erhöhung und einer Vertiefung, so werden zwei an diesen Stellen der optischen Fläche auffallende Strahlen nach der Reflexion eine Phasendifferenz gegeneinander aufweisen von

$$\Delta = 2h$$

Erfolgt die Reflexion nicht senkrecht, sondern unter dem Einfallswinkel i, so ist die Phasendifferenz $\Delta = a - b$, wie sich aus der Abb. 1 ergibt

$$\Delta = 2h \cdot \cos i.$$

Welche Phasendifferenz ist nun noch zulässig, wenn bei der Reflexion der bildformenden Strahlen über eine solche Spiegelfläche hinweg die Schärfe der Abbildung nicht leiden soll? Ist $\Delta = \lambda/2$, so wird durch Interferenz Auslöschung eintreten

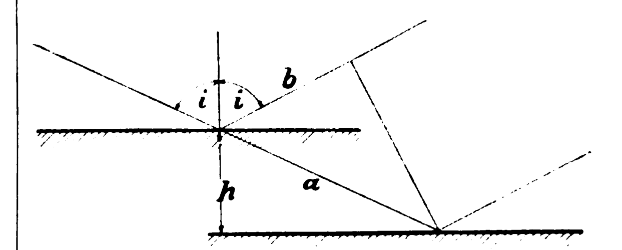


Abb. 1. Optische Wegdifferenz bei einer unebenen Oberfläche.

können, die Abbildung also gänzlich verloren gehen. Lord Rayleigh hat aus theoretischen Überlegungen gefunden, daß $\Delta = \lambda/8$ unter allen Umständen klein genug ist, und das $\Delta = \lambda/4$ noch nicht wesentlich schadet.

Daraus folgt zunächst, daß die Güte eines Spiegels von der Wellenlänge des Lichtes abhängt, für dessen Reflexion er bestimmt ist. Sind die Unebenheiten etwa im Durchschnitt von der Größe $h = 0{,}1\ \mu$ (ein Zehntausendstel Millimeter), so wird für sichtbares Licht die Fläche hinreichend gut spiegeln. Für violette und noch mehr für ultraviolette Strahlen wird eine solche Fläche aber bereits nicht mehr optisch vollkommen sein, bzw. schon als rauhe Fläche wirken. Umgekehrt kann eine optisch gänzlich rauhe Fläche für die langwelligen Wärmestrahlen noch als sehr guter Spiegel dienen. Bekannt ist, daß man mit einem gewöhnlichen matten Blech etwa die Strahlung eines Ofens oder Heizkörpers noch gut gerichtet reflektieren kann, während man im sichtbaren Licht nur diffuse Reflexion erhält. Auch für die ultrarote Meßtechnik dürften solche Überlegungen eine große Rolle spielen.

Unsere Formel lehrt aber weiter eine interessante Abhängigkeit vom Winkel. Wenn der Einfallswinkel i sehr groß wird, so wird der Gangunterschied immer kleiner, um schließlich in der Nähe

[1]) Verh. d. D. Phys. Ges. **12** (1910), 977—979, Phys. Ztschr. **11** (1910), 995.

[2]) Vgl. F. Jentzsch, Annalen d. Phys. **39** (1912), 1014.

des streifenden Einfalls, wo $\cos i = 0$ ist, ganz zu verschwinden. (Für wirklich streifenden Einfall verlieren allerdings die einfachen Voraussetzungen der Formel ihre Gültigkeit.) Es muß also möglich sein, für jeden Grad von Rauhigkeit einen Winkel $i = i'$ anzugeben, für den die Fläche als guter Spiegel wirkt.

In der Tat kann das jedermann sofort leicht selbst beobachten. Nimmt man als rauhe Fläche ein Stück Papier, z. B. eine Postkarte und sieht über sie streifend hinweg nach einer Lichtquelle oder einem hellen, gut beleuchteten Gegenstand, so erblickt man ein deutliches Spiegelbild. Selbst Schrift, z. B. Firmenschilder auf der anderen Straßenseite, kann man in einem solchen „Spiegel" noch deutlich lesen. Der Einfallswinkel, bei dem diese Spiegelung eintritt, pflegt bei solchem Karton zwischen etwa 80^0—88^0 zu liegen. Gleichzeitig bemerkt man noch eine Farbänderung des Gegenstandes. Wächst nämlich der Einfallswinkel, so tritt an der Stelle, wo nachher die reguläre Reflexion zu sehen ist, zuerst ein allgemeines Anwachsen der Intensität auf, besonders im Rot. Dann erscheint das Bild des Gegenstandes ganz schwach und undeutlich, langsam wird es deutlicher und man bemerkt, daß es rot und später kräftig rot gefärbt ist. Dann wird es gelb, dann weißlich und endlich nimmt es die Farben des Originals an. Man kann die Erscheinung übrigens auch gut projizieren, wie ich schon im Jahre 1912 gelegentlich im Gießen-Marburger Physikalischen Colloquium vorgeführt habe. Als Objekt nimmt man für die Projektion am besten einen Spalt oder den Stift eines Nernst-Brenner.

Den Winkel, bei dem für bestimmte Flächen, die so rauh sind, daß sie bei normalem Lichteinfall diffus reflektieren, die Reflexion regulär wird, wird man den „Grenzwinkel der regulären Reflexion" nennen können. Er ist überraschend scharf definiert und läßt sich leicht mit einer Genauigkeit von $^1/_2$ Grad reproduzieren. Bei der später beschriebenen Anordnung gelang es sogar, ihn auf etwa $^1/_{10}$ Grad für die Einzelbeobachtung festzulegen, als Mittel aus längeren Reihen noch genauer. Die Phasendifferenz für diesen Winkel ist $\Delta = \varkappa \cdot \lambda$, wo $\varkappa$ etwa den Zahlenwert $^1/_4$ haben mag. Der Ausdruck

$$\frac{\cos i'}{\lambda} = \frac{\varkappa}{2h}$$

muß dann eine Konstante für die betreffende Fläche sein und ihren optischen Zustand charakterisieren.

Es liegt der Gedanke nahe, diesen Grenzwinkel, der wohl schon öfter beobachtet sein wird, als Maß für die Rauhigkeit einer Oberfläche zu verwenden und z. B., den Schleifzustand einer optischen Fläche in dieser Weise festzulegen oder das Fortschreiten des Schleifprozesses im Laufe der Bearbeitung zu verfolgen.

Zur Ausführung solcher Messungen wurde ein Drehtisch mit schwenkbarem Arm gebaut, die beide durch eine Zahnradübersetzung so miteinander verbunden sind, daß sich der Arm doppelt so schnell dreht als der Tisch. Die horizontale Tischfläche trägt einen mikroskopischen Kreuztisch, an den der zu untersuchende Körper mit kleinen Federn angedrückt wird, so daß die Prüffläche genau senkrecht liegt. Von den beiden Bewegungen des Kreuztisches dient die eine dazu, die Prüffläche in die Drehachse zu bringen. Mit der anderen kann man verschiedene Stellen der Fläche in die optische Achse bringen. Wenn man also Licht so einfallen läßt, daß es nach Reflexion an der Fläche durch eine auf dem schwenkbaren Arm befestigte Ablesevorrichtung geht, so bleibt dieser Verlauf bei jeder Stellung des Armes und des Tisches erhalten und man kann leicht bei beliebigen Reflexionswinkeln beobachten. Die Drehwinkel des Tisches können auf Zehntelgrade abgelesen werden. Die Güte der Einstellung kann man nun wesentlich verbessern, wenn man als Objekt nicht einfach einen leuchtenden Spalt,

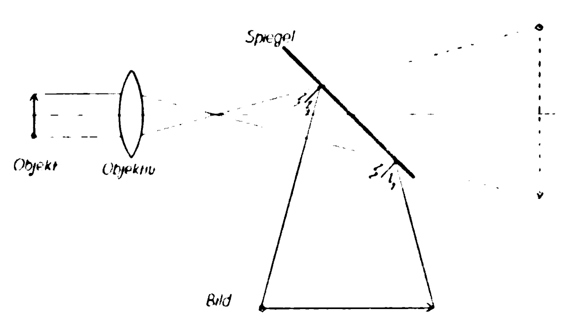


Abb. 2. Mikroskopische Abbildung über einen Spiegel hinweg. Der Reflexionswinkel ist verschieden für die einzelnen Teile des Objektives.

sondern eine Mikrometerteilung benutzt und diese mit einem Mikroskopobjektiv über den rauhen Spiegel hinweg abbildet. Auf den drehbaren Arm kommt dann ein gewöhnliches Okular, so daß das Ganze ein Mikroskop mit geknickter Achse vorgestellt. Wie sich aus der Abb. 2 ergibt, werden dann die die einzelnen Teile des Objektes abbildenden Strahlen unter verschiedenen Winkeln gespiegelt, so daß, wenn man in der Nähe des Grenzwinkels beobachtet, die eine Seite der Teilung schärfer als die andere abgebildet erscheint. Es wurde so eingestellt, daß etwa ebensoviel Striche der Teilung auf der einen Seite des Fadenkreuzes sicher deutlich wie auf der andern Seite sicher undeutlich erschienen. Der zugehörige Drehwinkel des Tisches wurde als Grenzwinkel der regulären Reflexion angesehen. Bei einer Teilung von Hundertstel Millimetern erwies sich

eine Vergrößerung von etwa 100 als geeignet. Als Beleuchtung diente zuerst eine Nernstlampe mit gewöhnlichem Mikroskopkondensor, wobei zur Aussonderung verschiedener Spektralbereiche Gelatinefilter benutzt wurden. Ihr optischer Schwerpunkt wurde in bekannter Weise aus der durch sie hindurch beobachteten Drehung berechnet, die eine mit Natriumlicht geeichte Quarzplatte der Polarisationsebene erteilt. Später erwies sich als besser eine kleine Bogenlampe mit vorgeschaltetem Monochromator, wie ich ihn vor Jahren mit M. Berek[3]) zusammen beschrieben habe. Kondensor, Objektträger, Mikroskopobjektiv und Drehtisch standen je auf einem Reiter auf einer schweren prismatischen Wange.

Nach dieser Methode habe ich in den Jahren 1912/13 zahlreiche Beobachtungen an Glasplatten in verschiedenem Schleifzustand angestellt, die nicht veröffentlicht sind, auch wohl eine Veröffentlichung nicht lohnen.

Als Beispiel seien die Ergebnisse an einer guten Mattscheibe angeführt, die mit sogenanntem „feinsten Amerikanerschmirgel" durchgeschliffen war. Die einzelnen Winkelwerte sind immer Mittel aus je 10 Ablesungen.

λ	$90 - i$	$\frac{\cos i}{\lambda}$
656 $\mu\mu$	21,07°	0,548
589	17,48°	0,538
486	14,21°	0,540
	Mittel	0,542

Halten wir an $\varkappa = \frac{1}{4}$ fest, so sind die durchschnittlichen Höhendifferenzen innerhalb der „Oberfläche" $h = 0{,}23\,\mu$.

Die aus dem „Grenzwinkel der regulären Reflexion" bestimmten Rauhigkeiten hängen natürlich stark von der Dauer der Bearbeitung ab, wie folgende Tabelle für sog. „mittleren Amerikaner" zeigt. Die Werte $\cos i/\lambda$ sind drei Mittel aus je 10 Ablesungen in drei verschiedenen Farben.

		$\frac{\cos i}{\lambda} =$	$h =$
$1\frac{1}{2}$ Minute	bearbeitet	0,239	0,426 μ
$3\frac{1}{2}$ „	„	0,346	0,361
$5\frac{1}{2}$ „	„	0,358	0,349
7 „	„	0,362	0,345

Die Schleifversuche benutzten als Ausgangsmaterial Platten der gleichen Glassorte, die vorher gut auspoliert waren, so daß wohl keine Reste von früheren Schleifmitteln mehr anzunehmen sind.

Bei weiterer Bearbeitung mit demselben Schleifmittel bleibt der Grenzwinkel der regulären Reflexion unverändert, gelegentlich wird er sogar wieder größer. Dagegen sind diese Endzustände bei verschiedenen Schleifmitteln recht verschieden.

Die angegebenen absoluten Werte der Rauhigkeiten h sind mit der Unsicherheit behaftet, die in der Annahme über den Wert von $\varkappa$ liegt. Eine absolute Eichung wäre möglich, wenn man eine Oberfläche untersuchte, deren Rauhigkeit von anderer Seite her bekannt ist, z. B. durch Rußpartikel bestimmbarer Größe hervorgerufen wird.

Ebenso könnte man den Wert von $\varkappa$ auch aus Versuchen über das Auflösungsvermögen optischer Systeme ermitteln. Aus der Bestimmung des Grenzwinkels der regulären Reflexion ergeben sich Andeutungen dafür, daß $\varkappa$ keine Konstante ist, sondern mit sinkender Wellenlänge wächst, so daß im Blau die zulässige Phasendifferenz größer wäre als im Rot. Es kann aber hierbei auch ein Einfluß der Lichtintensität vorliegen.

Zusammenfassung.

Als Grenzwinkel der regulären Reflexion wird der Winkel i definiert, bei dem der durch $\Delta = 2h \cos i$ gegebene Gangunterschied zweier an einer Erhöhung und einer Vertiefung der rauhen Oberfläche reflektierten Strahlen so klein wird, daß reguläre Reflexion eintritt. Es wird mit Rayleigh angenommen, daß das für $\Delta = \frac{1}{4}\lambda$ der Fall ist.

Dieser Grenzwinkel wird mit Hilfe eines Mikroskops mit zwischen Objektiv und Okular eingebautem Drehtisch bestimmt. Die Grundgleichung erweist sich als erfüllt. In einem Beispiel wird die Rauhigkeit ziffernmäßig berechnet.

Es zeigt sich, daß während des Schleifprozesses die Unebenheiten erst schnell, dann langsam abnehmen und einem Grenzwerte zustreben, der von der Natur des verwandten Schleifmittels abhängt.

(Eingegangen am 18. Mai 1926.)

[3]) M. Berek und F. Jentzsch, Ein kleiner lichtstarker Monochromator, besonders für mikroskopische Beobachtungen. Zeitschr. f. Instrkde. **34** (1914), 47–51.

Mitteilungen aus Technik und Industrie.

Das Gefrierverfahren und seine Bedeutung für den Bergbau.

Von Bergwerksdirektor W. Landgraeber.

Deutschlands neuzeitlicher Großbergbau sieht sich mehr und mehr genötigt, die in größeren Tiefen lagernden nutzbaren Lagerstätten zu erschließen. Neben der Überwindung erheblicher Tiefen gilt es die Bekämpfung von Schwierigkeiten, die lockere Tone und Schwimmsande des Tertiärs, wasserreiche Kreide- und Buntsandsteinschichten sowie gebräche Salzhutgebilde im Deckgebirge bereiten. Zur Meisterung dieser Schwie-

rigkeiten kommen nur Spezialverfahren für die abzuteufenden Schächte in Frage. Von der Anwendung des Schachtabbohrens von Hand unter Zuhilfenahme von Wasserwältigungsmaschinen, des Abbohrens und dem Zementierverfahren muß in vielen Fällen Abstand genommen werden, da eine Aussicht auf Gelingen unter schwierigen Gebirgsverhältnissen kaum zu erwarten ist. Will man sich daher vor großen unnützen Kosten bewahren, so kann nur die Anwendung des Gefrierverfahrens retten.

Dieses geniale Verfahren wurde erstmalig erfolgreich vor 42 Jahen auf der Braunkohlengrube Emilie bei Hennersdorf-Finsterwalde durchgeführt. Der erste Gefrierschacht hatte nur eine Teufe von 38,5 m. Es hat etwa 15 Jahre gedauert, bis man sich an das Abteufen derartiger Schächte bis zu 100 m und mehr heranwagte. Der erste tiefere Schacht wurde in Deutschland auf den Kaliwerken „Hansa-Silberberg“ im Jahre 1899 von 62—115 m fertiggestellt. Dann folgte Schacht II der Steinkohlengrube „Auguste Viktoria“ in Westfalen mit 146 m. Mit welch ungeheuren Schwierigkeiten und Aufwand an Zeit und Geld ehevor gerechnet werden mußte, geht daraus hervor, daß die Abteufearbeiten auf der Zeche „Rheinpreußen“ für das Niederbringen des Schachtes I durch das Tertiär bis in 80 m Teufe rund 20 Jahre (1857—1877) dauerten. Ohne Gefrierverfahren wären wahrscheinlich die nördlich davon sich ausbreitenden Tertiärschichten, die 200—600 m mächtig sind, nicht zu bezwingen gewesen. Mehr als 20 Jahre vergingen, ehe man erstmalig bis in 300 m Teufe vorging. In der Zeit von 1906—1909 wurde der erste Gefrierschaft bis 330 m bei Wesel geteuft. Ein 400 m tiefer Schacht wurde kurz darauf bei Aachen und dann mit 415 m bei Lohberg-Dinslacken geteuft. Dann aber ist es wiederum der Niederrhein, wo die Wallachschächte bis 550 m im Jahre 1913 begonnen wurden. Kürzlich hat man eine Spitzenleistung mit 560 m Frosttiefe erzielen können.

Das Gefrierverfahren besteht darin, das Erdreich im Bereich des abzuteufenden Schachtes wegen mangelnder Standfestigkeit oder starker Wasserführung vorübergehend in einen für das Abteufen von Hand geeigneten festen Zustand zu versetzen. Man erzeugt durch Entnahme latenter Wärme und Überführung der Erdfeuchtigkeit in den festen Aggregatzustand einen gefrorenen Gebirgsklotz und teuft darin ab. Zu diesem Zweck werden rings um den Schacht Bohrlöcher in Entfernungen von durchschnittlich 1 m voneinander gestoßen. Die Anzahl und Tiefe der Bohrlöcher richtet sich nach der lichten Weite und Tiefe des projektierten Schachtes. Moderne Schächte von 4—6 m Durchmesser benötigen 24—40 Löcher. Der Verlauf der Bohrlöcher muß sorgfältig geprüft werden, da Abweichungen aus der Lotrechten Lücken verursachen, die für eine einwandfreie Schließung der Frostmauer unübersehbare Gefahren im Gefolge haben können. Derartige Lücken müssen durch Ersatzbohrlöcher ausgefüllt werden.

Die Prüfung der Gefrierlöcher geschieht mittels sinnreich konstruierter Lotapparate. Ihre Vervollkommnung ist heute soweit vorgeschritten, daß es gelingt den Verlauf der Bohrlöcher bis in 1000 m Tiefe mit einer für die Praxis ausreichenden Genauigkeit zu ermitteln.

Nach Beendigung der Bohrarbeit werden in die brauchbaren Löcher Gefrierrohrstränge eingebaut, in denen ein Kälteträger — Chlorcalciumlauge — mit einer Temperatur von minus 25 bis 30° C umläuft. Bei Anwendung des sogenannten Tiefkälteverfahrens beträgt sie — 45—55° C. Erfahrungsgemäß dauert die Gefrierzeit eines 100 bis 200 m tiefen Schachtes 2—3 Monate, für 400 bis 500 m Tiefe 5—6 Monate. Unter der Einwirkung fortgesetzter Abkühlung wächst die Frostmauer radial nach innen und außen. Ist das gesamte Erdreich im Bereich des abzuteufenden Schachtes ausgefroren, so beginnen die eigentlichen Abteufarbeiten. In einer der größten Anlagen der Welt — Schachtanlage Wallach bei Wesel — wurden stündlich etwa 3000000 negative Kalorien (Frigorien) erzeugt.

Anfangs wurde als Kälteerzeuger Schwefelsäure verwandt, während heute Ammoniak oder Kohlensäure hierzu benutzt wird. Statt Salzwasser, wie früher, nimmt man heute als Kälteträger Chlorcalcium- oder Chlormagnesiumlauge.

Das fertiggestellte Meter eines 600 m tiefen Gefrierschachtes einschließlich Ausbau in Eisen kostet rund 15000 M. Die Bauzeit dauert rund vier Jahre. Während der Abteufarbeiten wird die Schachtröhre mit einem gußeisernen Zylinder, den sogenanntem „Tübbing“, ausgekleidet. Die Wandstärke steigt mit zunehmender Tiefe von 30 bis 150 mm. Von 400 m an verwendet man neuzeitlich sogenannte Breitflanschtübbings.

Zuschriften an die Schriftleitung.

Nachtrag zu unserer Mitteilung über Resonanzerscheinungen an Hochspannungstransformatoren.[1])

Von H. Starke, H. Kirschbaum und M. Nacken.

Herr Dr. Ing. e. h. Franz Schrottke, Charlottenburg, teilt uns mit, daß die von uns beobachteten Resonanzerscheinungen schon im Jahre 1906 im Hochspannungslaboratorium der Siemens Schuckertwerke unter seiner Leitung bemerkt worden

[1]) Diese Zeitschr., 7 (1926), 155.



sind, und daß hierüber in der E. T. Z. Jahrg. **27**, 1906 von Herrn Alberto Dina ein ausführlicherer Bericht veröffentlicht wurde. Trotz eingehenden Durchsehens der einschlägigen Literatur war uns leider diese unter dem Titel: „Über den Transformator mit Eigenkapazität. Versuche bei hoher Frequenz" erschienene Arbeit, die unseren Beobachtungen die eigentliche Neuheit entzieht, entgangen. In den Fachkreisen der Elektrotechnik, mit denen wir uns in Verbindung setzten, ebenso wie auch bei den Herstellerfirmen der in der Arbeit genannten Hochspannungstransformatoren, waren die durch die Eigenkapazität des Transformators veranlaßten Resonanzen, die vorwiegend erst bei einseitiger sekundärer Erdung sich einstellen, nicht bekannt.

Wir möchten nicht unterlassen festzustellen, daß diese Resonanzen tatsächlich von Herrn A. Dina bereits vor geraumer Zeit festgestellt und bearbeitet worden sind. Wie wohl fast immer in solchen Fällen sind aber doch gewisse Unterschiede in den beiden Untersuchungen vorhanden, die unsere Arbeit nicht als ganz überflüssig erscheinen lassen. So haben wir vor Allem die zwei verschiedenen Arten von Resonanz, deren eine durch den Transformator und seine Streuinduktion allein, deren andere durch die Mitwirkung der Maschineninduktion im Gesamtkreis veranlaßt wird, von einander getrennt und diese Erscheinungen im Vektordiagramm erklärt. Von einigem Interesse mag auch der durch mitgeteilte Messungsergebnisse bewiesene Umstand sein, daß der kapazitive sekundäre Leerlaufstrom im Transformator zu ziemlich genauer Bestimmung der von der normalen, aus dem Übersetzungsverhältnis sich ergebenden Spannung ja gänzlich verschiedenen sekundären Klemmspannung verwendet werden kann. Wir stellten auch fest, daß die bei angehängter Zusatzkapazität sich nach niedrigen Frequenzen verschiebende Resonanzerscheinung durch eine geringe Ohmsche Belastung so abgedämpft werden kann, daß sie für praktische Fälle zum Verschwinden gebracht wird, was für die Verwendung der Transformatoren für höhere Betriebsfrequenzen von Bedeutung ist.

Aachen, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule. 2. Mai 1926.

Neue Bücher.

(Besprechung bleibt vorbehalten.)

Abderhalden, E., Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden. Abt. II. Physikalische Methoden. Teil 2. Heft 2, Lieferung 191. A. Köhler, Jena: Die Verwendung des Polarisationsmikroskops für biologische Untersuchungen. 200 S., 113 Abb. Urban & Schwarzenberg, Berlin-Wien. 1926. Rm. 9,30.

Auerbach, F., Die Grundbegriffe der modernen Naturlehre. 5. Aufl. (Aus Natur und Geisteswelt, Nr. 40.) 128 S., 63 Abb. i. T. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin. 1926. Geb. Rm. 2,—.

Gröber, H., Einführung in die Lehre von der Wärmeübertragung. Ein Leitfaden für die Praxis. IX, 200 S, 60 Textabb. und 40 Zahlentaf. Julius Springer, Berlin. 1926. Geb. Rm 12,—.

Lübben, C., Die Antenne und ihre Verwendung in der Radiotechnik. (Die Hochfrequenztechnik, Bd. 9.) 76 S., 69 Abb. i. T. Herm. Meusser, Berlin. 1926. Brosch. Rm. 4,80.

Planck, Physikalische Gesetzlichkeit im Lichte neuerer Forschung. 48 S. Johann Ambrosius Barth, Leipzig. 1926. Rm. 1,60.

Rüdenberg, R., Aussendung und Empfang elektrischer Wellen. IV, 67 S., 46 Textabb. Julius Springer, Berlin. 1926. Rm. 3,90.

Ruff, O., Anleitung zum chemischen Praktikum. Für Studierende des Bergbaus und der Technischen Physik und für Kandidaten des höheren Lehramts. IV, 52 S., 11 Abb. Akademische Verlagsges. m. b. H., Leipzig. 1926. Rm. 3,60.

Sachs, G. und G. Fiek, Der Zugversuch. Anleitung für die Auswertung der Versuche sowie für die Beurteilung der Ergebnisse. XII, 252 S., 202 Abb. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1926. Brosch. Rm. 12,—, geb. Rm. 15,—.

Setoh, S. and J. Toriyama, The Effect of atmospheric Humidi ty on the dielectric Sosses and Power Factors in fibrons in sulating Materials S. A. Tokyo Sc. Pap. Inst. Phys. Chem. Research. Vol. 3. 1926.

Thum, A., Die Werkstoffe des Maschinenbaues. Band I. Die Metalle als Konstruktionswerkstoffe usw. 132 S., 54 Abb. Sammlung Göschen Bd. 476. Band II. Die Eisen- und Metallegierungen, ihre Festigkeitseigenschaften usw. 130 S., 19 Abb. Sammlung Göschen Bd 936. Walter de Gryter & Co., Berlin und Leipzig. 1926. Pro Band Rm. 1,50.

Tramer, M., Technisches Schaffen Geisteskranker. VI, 246 S., 58 Abb. R. Oldenbourg, München und Berlin. 1926. Geh. Rm. 12,—, geb. Rm. 14,50.

Vater, R., Die Dampfmaschine. II. Ihre Gestaltung und Verwendung. 4. Aufl. (Aus Natur und Geisteswelt, Bd. 394.) 107 S., 93 Abb. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin. 1925. Geb. Rm. 2,—.

VDMA, Verein Deutscher Maschinenbau-Anstalten und seine Mitglieder 1926. XII, 875 S. VDI-Verlag, G. m. b. H., Berlin SW. 19. 1926. Geb. Rm. 25,—.

Von der Bewegung des Wassers und den dabei auftretenden Kräften. Nach Arbeiten von A. Koch, herausgegeben von M. Carstanjen. XI, 228 S., 331 Abb. i. T. auf 2 Taf. und einem Bildnis. Julius Springer, Berlin. 1926. Geb. Rm. 28,50.

Wiesent, J., Repetitorium der Experimentalphysik. 2., verm. u. verb. Aufl. XII, 178 S., 86 Abb. u. 3 Tab. Ferdinand Enke, Stuttgart. 1926. Brosch. Rm. 8,50, geb. Rm. 10,—.

Besprechungen.

Gawronsky, D., **Der physikalische Gehalt der speziellen Relativitätstheorie.** 64 S. Engelhorns Nachfolger, Stuttgart. 1925.

„Der bekannte Physiker und Privatdozent an der Berner Universität macht hier den großartigen Versuch, die fruchtbaren Gedanken der Einsteinschen Lehre herauszuschälen und weiter auszubauen, das Fehlerhafte an ihr dagegen zu bekämpfen". Mit diesem Begleitworte, das dem Buche als Bauchbinde beigegeben ist, wird der Verfasser gekennzeichnet. In drei Kapiteln sind behandelt: Ableitung und Deutung der Lorentz-Transformation, Das Uhrenparadoxon und die rotierende Scheibe, Konstanz der Lichtgeschwindigkeit. Besonders hervorgehoben sei die treffende Schilderung der

Gegensätze, in die Einstein und andere hervorragende Relativitätstheoretiker zueinander gekommen sind, als sie versuchten, die Widersprüche des Uhrenparadoxons zu beheben; diese Widersprüche liegen nach Ansicht des Verfassers in der Natur der Sache und sind nicht zu beheben. Freilich bringt der Verfasser hier so wenig wie bei andern Gelegenheiten etwas Neues vor, sondern er faßt nur vieles, was schon von andern klar und kurz gesagt ist, in fließender Rede und gelegentlich etwas weitschweifig zusammen. Obgleich die Schrift leider über die Quellen, aus denen sie hinsichtlich der Kritik der Relativitätstheorie schöpfte, nichts verrät, darf sie als Einführung in den Streit der Meinungen über die Relativitätstheorie empfohlen werden.

E. Gehrcke.

Abderhalden, E., **Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden.** Abt. II. Physikalische Methoden. Teil 1, Heft 5. XVI, 118 S. P. Hirsch, Photometrie, Tyndallphotometrie, Zeitmessungen. 31 Abb. H. Kessler, Colorimetrie. 24 Abb. Urban & Schwarzenberg, Berlin und Wien. 1925. Geh. Rm. 5,70.

Es ist klar, daß mit der notwendigen Vertiefung und Verbreiterung der Forschungsgebiete ein Ausbau der Methodik und eine eingehendere Belehrung über die Arbeitsverfahren Platz greifen muß, die in neuerer Zeit eine stärkere Betonung der physikalischen Methoden erfordert. Der vorliegende Teil des Handbuchs der biologischen Arbeitsmethoden ist einigen Abschnitten der Physik gewidmet und soll deren Grundzüge dem Biologen klarlegen. Hierfür müßte gerade in den Definitionen besondere Gründlichkeit erkennbar sein, da sonst die Gefahr besteht, daß die Nichtphysiker den Sinn der verschiedenartigen Definitionen nicht erfassen. Leider ist in dem ersten Abschnitt über Photometrie diese Klarheit sehr wenig ausgeprägt. Abgesehen von einer Fülle manchmal recht sinnstörender Druckfehler werden die Einheiten nur recht flüchtig erklärt, wie bereits auf Seite 620 klar zu erkennen ist. Möglicherweise ist an den Unklarheiten auch eine gewisse lässige Ausdrucksweise schuld, die die Vermutung nahe legt, daß die Korrektur in wenig sorgfältiger Weise oder gar nicht durchgeführt ist.

Der Inhalt des ersten Teiles beschränkt sich im wesentlichen auf die Beschreibung der verschiedenen Photometertypen, während in einem Anhange einige Angaben über Spektralphotometrie gemacht worden sind. Für den Abschnitt Tyndallphotometrie gilt das gleiche, was oben gesagt ist, ebenso für den Abschnitt Zeitmessungen, in dem man Angaben über die Verwendung der Stimmgabel als Zeitmeßinstrument vollkommen vermißt.

In einem wohltuenden Gegensatz hierzu stehen die Darstellungen von H. Kessler, die sorgfältig und gründlich sind und eine einigermaßen vollzählige Darstellung der üblichen Kolorimetertypen enthalten, wie auch Angaben über die wichtigsten kolorimetrischen Bestimmungsmethoden. Eine abschließende Beurteilung des Heftes könnte natürlich nur im Rahmen des ganzen Werkes erfolgen, jedoch dürften die obigen Ausführungen für eine allgemeine Charakterisierung der Verwendbarkeit des Buches ausreichend sein

H. Schulz.

Walden, Paul, **Das Leitvermögen der Lösungen.** (Handbuch der allgemeinen Chemie, herausgeg. von W. Ostwald und C. Drucker. Bd. IV.) I. Teil. IX, 383 S., 25 Abb. i. T. II. Teil. VI, 346 S., 11 Abb. i. T. III. Teil. V, 397 S., 28 Abb. i. T. Akademische Verlagsges. m. b. H., Leipzig. 1924. Geh. Rm. 64,—, geb. Rm. 71,—.

Nach der Begründung der Lehre vom elektrolytischen Leitvermögen der flüssigen Lösungen durch Hittorf und Kohlrausch war es die Dissoziationstheorie von Arrhenius, welche für mehrere Jahrzehnte die diesbezüglichen Untersuchungen besonders der großen Schule Ostwalds richtunggebend beeinflußte. Ein ungeheures Tatsachenmaterial wurde so zusammengetragen, nicht allein bezüglich wässeriger, sondern vieler anderer Lösungen. Hierbei hat sich besonders der Verfasser durch seine umfangreichen Messungen, welche ihm zur Auffindung mancher empirischen Beziehung geführt haben, verdient gemacht. Diese Materialkenntnis hat zusammen mit einem umfassenden kritischen Verständnis den Verfasser befähigt, diese Frage des elektrolytischen Leitvermögens im Ostwaldschen Sammelwerk in so einem Umfange zusammenfassend und kritisch darzustellen.

Die Gliederung ist folgende:

I. Teil. Allgemeines. Grundlagen der Leitfähigkeitsmessungen. Methoden. Elektrolyte und Lösungsmittel. Überführungszahlen. Ionenchemie.

II. Teil. Zahlenwerte des Leitvermögens in wässerigen und nichtwässerigen Lösungen.

III. Teil. Folgerungen. Gesetzmäßigkeiten. Anomalien. Anwendungen.

Charakteristisch ist für diese Darstellung eine vollständige Berücksichtigung der sehr umfangreichen Messungsergebnisse nicht nur der wässerigen, sondern auch der sonstigen Lösungen. Des weiteren die Prüfung sowohl der empirischen Regeln, als auch der auf Grund theoretischer Voraussetzungen abgeleiteten Beziehungen an Hand dieser Meßresultate. Bei den modernen physikalischen Abänderungen der Arrheniusschen Theorie vermißt Walden eine genügende Rücksichtnahme auf die chemisch gerichtete Arbeits- und Denkweise. Trotz dieser klassischen physikalisch-chemischen Orientierung des Werkes dürfte es schon durch seine vollständige Literatur- und Datenzusammenstellung für Jahre hinaus speziell für den Elektrochemiker grundlegend bleiben.

R. Swinne.

Bangay, R. D. and N. Ashbridge, **Wireless Valve Receivers and Circuits in Principle and Practice.** VIII, 116 S. Iliffe and Sons Ltd., London. 1926. 2 sh 6 d.

Die ersten Kapitel dienen der Entwicklung der Begriffe: Gedämpfte und ungedämpfte Wellen, Frequenz, Resonanz, Abstimmkreise. Dann wird die Wirkungsweise einer Glühkathodenröhre entwickelt (Raumladung, Kennlinien). Die gebräuchlichsten englischen Röhren werden charakterisiert. Die Besprechung der Anodengleichrichtung und der Gittergleichrichtung mit Leckkondensator schließt sich an. Kapitel 6 behandelt die Schaltung und Wirkungsweise eines vollständigen Einröhrenempfängers mit Rückkoppelung, Kapitel 7 den Hochfrequenzverstärker (C-W-Schaltung, Verstärker mit abgestimmtem Anodenkreis, Transformatorenschaltung, Hochfrequenzkaskade). Es folgt ein Kapitel über den Niederfrequenzverstärker in den gebräuchlichsten Ausführungsformen, weiter ein Kapitel über Zweiröhrenempfänger, über Empfänger mit Kristalldetektoren, über Rahmenempfang. Den Schluß bildet ein Abschnitt über einen Mehrröhren-Überlagerungsempfänger und einen Einröhren-Superregenerativ-Empfänger. — Die Verfasser haben sich das Ziel gesteckt, dem Leser das „Wie und Warum" der Teile eines Empfängers verständich zu machen und sich auf die Erklärung der gebräuchlichsten Schaltungen beschränkt. Eine anschauliche fesselnde Darstellungsweise, die keine mathematische Formeln verwendet, erfreut bei der Lektüre des Buches.

A. Gehrts.

Marx, E., **Handbuch der Radiologie.** Bd. VI. Die Theorien der Radiologie. XI, 806 S., 141 Fig. und Abb. i. T. und auf Tafeln. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1925. Geh. Rm. 40,—, geb. Rm. 42,—.

Der vorliegende Band des bekannten Handbuches enthält folgende Beiträge führender, meist theoretischer Physiker:

M. v. Laue, Bewegung von Elektronen und Ionen im Kraftfelde. Theoretisches über den Durchgang von α- und β-Strahlen durch die Materie (98 S.).

P. Zeeman, Magnetische Zerlegung der Spektrallinien. Auswahl von experimentellen Resultaten (42 S.). Mit Nachtrag von S. Goldsmit (4 S.).

H. A. Lorentz, Die Theorie des Zeemaneffektes (49 S.).

A. Sommerfeld und G. Wentzel, Anwendung der Quantentheorie auf die Physik der Atome (29 S.).

G. Joos, Anregung der Atome zur Lichtemission (54 S.).

E. Riecke †, herausgegeben mit Zusätzen von M. v. Laue, Elektronentheorie galvanischer Erscheinungen der Metalle (214 S.).

M. v. Laue, Der Comptoneffekt (11 S.).

L. Vegard, Das Nordlicht (90 S.).

P. Debye, Theorie der elektrischen und magnetischen Molekulareigenschaften (190 S.).

Wie schon die Auswahl der Mitarbeiter lehrt, bietet der Band eine in jeder Beziehung sichere und sachgemäße Darstellung der behandelten Abschnitte der theoretischen Elektronik. Zu ihnen wird nicht nur der Belehrung und Anregung suchende vorgeschrittene reine Physiker greifen, sondern auch der technische, besonders wenn er radiologisch oder magnetisch tätig ist. Das wissenschaftliche Niveau der Aufsätze ist aber so hoch, daß im allgemeinen nur der bereits genügend unterrichtete Fachmann sie mit Nutzen benutzen wird.

Von den Beiträgen dieses Bandes möge der letzte als besonders reizvoll und eigenartig gelungen hervorgehoben werden. Der Standpunkt der Wissenschaft ist im allgemeinen der vom Jahre 1923. Nur der umfangreichste Aufsatz von Riecke ist um ein Jahrzehnt älter; doch mag eine vollständige Neubearbeitung dieses Gebietes durch den Mangel grundlegender Fortschritte entschuldigt werden. Laue hat die klassische Darstellung Rieckes durch Anmerkungen und zwei Zusätze auf den modernen Stand zu bringen versucht. Etwas abseits liegt die schöne kosmisch-physikalische Darstellung Vegards der Korpuskularstrahlen der Sonne und ihrer Lumineszenswirkungen in der Lufthülle unserer Erde.

Die allgemeine Ausstattung des Bandes ist lobenswert.

R. Swinne.

Jürges, W., **Der Wärmeübergang an einer ebenen Wand.** (Beihefte zum Gesundheitsingenieur, Reihe 1, Nr. 19. 4°. 52 S., 27 Abb. i. T. R. Oldenbourg, München und Berlin. 1924. Geh. Rm. 3,60.

Die Wärmeübergangszahl α von einer ebenen, senkrecht stehenden Wand aus Kupfer von 0,5 m Höhe und 0,5 m Breite an ruhende Luft und an einen daran vorbeistreichenden Luftstrom wurde in Abhängigkeit von der Luftgeschwindigkeit und von der Rauhigkeit der Wand experimentell bestimmt. Sie wurde ermittelt, indem von der der Wand elektrisch zugeführten Wärmemenge die durch Strahlung und durch die Isolation der Wand abgegebene Wärmemenge abgezogen wurde.

Für ruhende Luft decken sich die gefundenen Werte an der Platte mit rauher Oberfläche mit den Werten von Nusselt und Hencky. Dagegen ergaben die bei künstlicher Konvektion gefundenen Werte für ein Temperaturgefälle von 30° C zwischen Wand (50°) und Luft (20°) in Widerspruch zu früheren Annahmen eine Vergrößerung der Wärmeübergangszahl mit der Rauhung der Oberfläche.

Für die Praxis werden einige Näherungsgleichungen aufgestellt.

W. Jubitz.

Fodor, A., **Die Grundlagen der Dispersoidchemie.** VIII, 280 S., 34 Abb. i. T. Th. Steinkopf, Dresden-Leipzig. 1925. Geh. Rm. 12,—, geb. Rm. 14,—.

Der Titel könnte manchen Leser irreführen und ihn vermuten lassen, in dem Buch von Fodor einen Abriß eines kleinen, speziellen Lehrgebietes der Kolloidchemie zu finden. Der Referent stellte aber bei der Lektüre mit Genugtuung fest, daß der Verfasser mit großem Geschick es verstanden hat, die Erscheinungen der Kolloidchemie, die der „ionogenen“ Chemie und der Kristallchemie von einem Gesichtspunkte aus anzusehen und die gemeinsamen Grundgesetze zu entwickeln. Er erreicht dieses durch strikte Anwendung Ostwaldscher Anschauungen, indem er den Dispersitätsgrad der Materie seinen Betrachtungen zu Grunde legt und auf diese Weise ein System aufbaut, indem die Kristallbildung und die ionogen-disperse Lösung als extreme Fälle einer allgemeinen Erscheinung auftreten.

Das erste Kapitel führt ein in die Systematik des dispersen Zustandes, während im zweiten Kapitel das ausgedehnte Gebiet der Adsorption abgehandelt wird. Nachdem er über die Entstehungsmethoden der verschiedenen dispersen Systeme unterrichtet hat, wendet sich der Verfasser der Besprechung einige Grundgesetze der Dispersoidchemie zu. Wir finden hier das Gesetz von der Allgemeinheit des Kolloidzustandes, das Gesetz der geringsten Oberflächenenergie, die Solvatisierung, die Abhängigkeit der Reaktionsfähigkeit vom Dispersitätsgrad und das Prinzip der Korrelativität der Vorgänge. Die beiden nächsten Kapitel über die Dispergierungsvorgänge und die Kondensationsvorgänge geben dem Verfasser Gelegenheit für eine Reihe physikalisch-chemischer Vorgänge das Gemeinsame herauszusuchen und die Konituität des Geschehens aufzuzeigen.

Wir finden z. B. bei der Besprechung der Dispergierungsvorgänge eine Übersicht über die molekularen Lösungen, die osmotischen Gesetze und der Ionentheorie, gefolgt von Kapiteln über die Merkmale kolloider Lösungen, über kolloide Moleküle und Mizellen und die Hydronentheorie des Verfassers.

Die Besprechung der Kondensationsvorgänge, d. s. die Bildung von kristallischen Formen, von kolloiden Niederschlägen, die Koagulation und die Gallerten resp. der Gelzustand, zeigt das gleiche Bestreben des Verfassers, das Allgemeine dieser Erscheinungen herauszufinden und wirkungsvoll zusammenzustellen.

Zur Demonstration der entwickelten Anschauungen führt der Verfasser uns den Ton als Beispiel eines grob dispersen Systems und die Proteine als Beispiele stark solvatisierter Kolloide vor und entwickelt an ihnen die Allgemeingültigkeit seiner Thesen. Mehr ein Ausblick und ein Vorzeigen der vorläufigen Grenzen der Kolloidchemie scheint dem Referenten das Kapitel über die Fermentwirkung zu sein. Immerhin erkennt man mit Deutlichkeit, daß die Kolloid-, oder um mit den Worten des Verfassers zu reden, die Dispersoidchemie hier der Führer in diesem noch sehr dunklen Gebiete sein wird.

Sparsame, aber um so wirksamere Anwendung der Mathematik, geschickte Anwendung neuartiger Formeln für Kolloidmoleküle und instruktiv wirkenden Tabellen und Kurven erhöhen die Lesbarkeit des Buches; wenn auch der Referent nicht verschweigen kann, daß nur ernstes Studium das Wertvolle erkennen läßt, was in dem Werk enthalten ist. Druck und Ausstattung sind vorzüglich. Die Literatur ist überreichlich in Fußnoten vertreten und ein Sachregister erleichtert das Studium.

F. Evers.

Weinschenk, E., **Das Polarisationsmikroskop.** 5. und 6., verb. Aufl. bearb. von J. Stiny. 8°. VIII, 159 S., 217 Abb. Herder & Co., Freiburg i. Br. Geb. in Leinw. Rm. 7,40.

Wenn der Bearbeiter der neuen Auflage im Vorwort betont, daß das Weinschenksche Buch seine Verwendbarkeit durch den regen Absatz selbst bewiesen hat, so kann man dieser Meinung zustimmen, denn es gab eine gute Übersicht über die mit einem Polarisationsmikroskop ausführbaren Untersuchungen und ausreichende Anweisungen für eine sachgemäße Benutzung, die nicht nur für den Anfänger, sondern auch Fortgeschrittenen von Nutzen sein können. Auch die Anordnung des Stoffes konnte im ganzen gutgeheißen werden, wenn auch für die neue Auflage eine etwas systematischere Anordnung wünschenswert gewesen wäre. Gerade bei den einführenden Bemerkungen über die Wirkungsweise der Polarisation vermißte man vielfach eine ausreichende Begründung, die auf Grund der späteren Ausführungen über die optische Beschaffenheit der Kristalle leicht möglich gewesen wäre. Immerhin waren diese Mängel

der Anordnung nicht so störend, daß die Brauchbarkeit des Buches dadurch in Zweifel gestellt worden wäre. Auch für die neue Auflage, in der eine Reihe wichtiger Neuerungen an Polarisationsmikroskopen behandelt ist, gilt dieses Urteil, zumal auch an mehreren Stellen eine Ergänzung des Textes stattgefunden hat.

Leider ist der Versuch, soviel als möglich zu verdeutschen, nicht als gelungen zu bezeichnen. Das Bestreben, entbehrliche Fremdworte auszumerzen, wird als gerechtfertigt anerkannt, doch darf darunter die Klarheit der Ausführungen nicht leiden, wie es im vorliegenden Falle aber festzustellen ist. Mag auch manches durch dialektische Eigenheiten des Bearbeiters seine Erklärung finden, so ist doch eine Reihe von Übersetzungen nicht zu verteidigen, zumal die Durchführung nicht einmal konsequent ist. Der Begriff der „optischen Korrektion“ deckt sich keineswegs mit dem der „Verbesserung“ und Ausdrücke wie „Bandenden“ (Enden des Spektrums), „Beleuchter“ (Kondensor), „Linsenverband“ (Linsensystem), „Gürtel“ (Zone), „Auflösungsprüfer“ (Testobjekt), „Zurückhaltung“ (Verzögerung), „radiumwirksam“ (radioaktiv) scheinen zum mindesten nicht glücklich gewählt.

Davon abgesehen sind auch einige sachliche Fehler zu verzeichnen. Die Angaben auf S. 5 für die Farbenzerstreuung von Kron- und Flintglas sind ohne Erklärung nicht verständlich; der Begriff der Apertur (S. 9) ist nicht richtig erfaßt, ebensowenig stimmt die Angabe, daß Geisslersche Röhren einfarbiges Licht aussenden. Ferner dient die Bertrand-Amicische Linse (S. 16) nicht zur Vergrößerung der Achsenbilder.

Ein kurzer Quellennachweis würde den trotz der erwähnten Mängel vorhandenen Wert noch erhöhen.

H. R. Schulz.

Berndt, G., **Zahnradmessung.** (Sonderdruck aus der Zeitschrift für Feinmechanik und Präzision, Bd. 1). 72 S., 88 Abb. Erfurt. 1925. Geh. Rm. 2,—.

Daß die Anwendung einwandfreier Zahnräder zur Vermeidung unnötiger Verluste und zur Erzielung genauer Arbeit an Werkzeugmaschinen notwendig ist, bedarf keiner Begründung. Die Verfahren zu ihrer Prüfung sind wohl sehr zahlreich, aber zum Teil schwer zugänglich, auch nicht alle einwandfrei. Man muß daher dem Verfasser Dank wissen, daß er diese in seltener Vollständigkeit zusammengestellt und kritisch geprüft hat. Diese Kritik kann allerdings zum Teil nur theoretischer Art sein, da von einem großem Teil der bekannt gewordenen Geräte nichts weiter über ihre praktische Brauchbarkeit veröffentlicht ist. Die Schrift wird jedenfalls jedem, der in die Lage kommt, mit dieser Frage sich zu beschäftigen, ausreichenden Aufschluß geben, welche Verfahren für ihn am zweckmäßigsten sind.

W. Block.

Günther, H. und H. Vatter, **Der Kristallempfänger.** Eigenschaften, Selbstbau und Handhabung. 219 Abb. i. T. 1. bis 10. Tausend. Franckhsche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart. 1924. Geh. Rm. 3,40, geb. in Halbleinen Rm. 5,60.

Dieses Buch zeigt in reichhaltiger Auswahl an Hand von leicht verständlichen Bildern und 20 Bauanleitungen dem Funkliebhaber, wie er einen Kristallempfänger baut. Nach der Tendenz des Buches sollte es also in Städten mit eigenen Großfunkstationen besonders begehrenswert sein; doch seit kurzer Zeit ist der Bau von Röhrenapparaten jeder Art ohne besondere Erlaubnis vollkommen frei gestellt, die darauf bezugnehmenden Bemerkungen auf Seite 3 und 144 wären also jetzt zu streichen. Wie die weitere Entwicklung des Funkwesens sich gestalten wird, bleibt abzuwarten, eines aber steht fest: der angehende Funkliebhaber wird sich zuerst dem Kristallempfänger zuwenden und hierfür leistet das Buch wertvolle Dienste. Der Anregungen gibt es genug zu lesen, um den Anfänger in das weite Gebiet einzuarbeiten, auch für diesen Zweck wirkt das vollständige Fehlen von mathematischen Formeln wohltuend. Wir wollen aus diesem Grunde über die kurzen wissenschaftlichen Artikel leichter hinweggehen; ob die eine oder die andere Theorie des Detektors richtig ist oder nicht, spielt hier keine Rolle. Die Bedeutung der theoretischen Schaltskizzen hätten vielleicht besser in einer Tabelle zusammengestellt werden können. Die Bezeichnung der einzelnen Elemente des Empfängers müßte auch einheitlich durchgeführt sein, Abb. 141 und 142 zeigen z. B. ganz verschiedene Darstellungsarten, und die Bedeutung der Buchstaben L und C ist nicht erläutert. Im großen und ganzen aber kann das Buch dem Anfänger wohl empfohlen werden, und der Fortgeschrittene findet auch manches Wissenswerte zur Weiterbildung.

G. Weidehoff.

Mitteilungen aus dem Kaiser Wilhelm-Institut für Eisenforschung zu Düsseldorf. Herausgegeben von F. Körber. VI. Bd. 135 S., 74 Tab., 187 Abb. i. T. und auf 8 Taf. Verlag Stahleisen G. m. b. H., Düsseldorf. 1924/25.

Der vorliegende Band der „Mitteilungen“ trägt deutlich den Charakter, den die Arbeiten im Kaiser Wilhelm-Institut für Eisenforschung vor seiner Gründung gehabt haben; neben der systematischen Behandlung technischer und halbtechnischer Probleme wird die theoretische Eisenkunde im weitesten Sinne auf korrekter physikalischer Basis betrieben, wie sie sich in dem letzten Jahrzehnt für die theoretische Metallographie in steigendem Maße als fruchtbar und unentbehrlich erwiesen hat. Im Zusammenhang damit stehen auch die Arbeiten technischen Charakters, in der Behandlung theoretischer Fragen auf voller Höhe der theoretischen Korrektheit — ein Vorzug, den sonst sehr viele Veröffentlichungen der technischen Literatur vermissen lassen.

Im vorliegenden Bande sind folgende Arbeiten enthalten:

42. Zur Kenntnis des Mischkristalles γ-Eisen–Kohlenstoff von F. Wever.

43. Über die Grundzüge der Farbpyrometrie von H. Schmidt.

44. Über den Wirkungsgrad eines Anreicherungsvorganges von W. Luyken.

45. Festigkeitseigenschaften von Stahlguß bei erhöhter Temperatur von F. Körber und A. Pomp.

46. Einfluß der Vorbehandlung auf die Kerbzähigkeit des Flußeisens in der Kälte und Wärme von F. Körber und A. Pomp.

47. Beitrag zur Analyse des Schwindungsvorganges von weißem und grauem Gußeisen von P. Bardenheuer und C. Ebbefeld.

48. Zur Spektralpyrometrie glühender Körper von H. Schmidt.

49. Unterlagen für die Wärmebehandlung einiger handelsüblicher Sonderstähle von F. W. Duesing.

G. Masing.

Graetz, Leo, **Alte Vorstellungen und neue Tatsachen der Physik.** 120 S., 11 Abb. Akad. Verl.-Ges. m. b. H., Leipzig. 1925. Rm. 3,50.

„Einem akademischen Lehrer, der wie Graetz stets im Schatten von Titanen gelehrt hat, der den höchsten Sonnenstand des Ruhmes von Röntgen und zu gleicher Zeit die aufsteigende Sonne Sommerfelds ertragen mußte, wird die Mitwelt schwer im richtigen Maße gerecht werden.“ Das ist vielleicht der stärkste Eindruck, den die Lektüre des neuen Graetzschen Büchleins bei den Fachgenossen wachrufen wird. Zeigt sich doch der Verfasser in drei inhaltreichen Vorträgen wieder als der liebenswürdige und geistreiche Plauderer über physikalische Dinge, der es stets versteht, die Ergebnisse der neuesten Forschung in tief durchdachter, und doch romanhaft leichter und fesselnder Weise darzustellen und dadurch neue Gesichtspunkte, neue Gedanken und Probleme aufzurollen.

Im ersten Vortrag „Stoffe und Bewegungen“ ziehen alte Vorstellungen der kinetischen Gastheorie, der Elektrostatik und -magnetik, wie der Elektronentheorie an uns vorüber, um im zweiten zur Quantentheorie und der damit

verbundenen Krisis der Theorie des Lichtes überzugehen, die ihren stärksten Anstoß in der Gegenwart durch den Comptoneffekt erhalten hat. Graetz ringt in diesem Abschnitt ehrlich um die Ätherhypothese, die auch ihm neuerdings immer schwerer haltbar dünkt. Die dritte Vorlesung behandelt den Zusammenhang zwischen Energie uud Trägheit, die Begriffe „Arbeit" und „Wirkung", wie die statistische Gültigkeit der makroskopischen Gesetze der Physik und ihre mutmaßliche Ungültigkeit für Elementarprozesse.

Der Höhepunkt des Genusses der Lektüre liegt nach Inhalt und Darstellung im zweiten Kapitel des Büchleins, doch darf jeder Leser sicher sein, daß ihm das neue Büchlein von Graetz in einer Mußestunde von der ersten bis zur letzten Seite Freude bereiten wird.

O. v. Auwers-Berlin.

Gyemant, A., **Grundzüge der Kolloidphysik vom Standpunkte des Gleichgewichts.** Sammlung Vieweg, Heft 80. 93 S., 9 Abb. i. T. Fr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1925. Geh. Rm. 4,50.

Die Entwicklung der Lehre des kolloiden Zustandes bringt es mit sich, daß man von empirischen Versuchen und Beobachtungen zu exakten Messungen vorgeschritten ist. Dazu gehört, daß die mathematische Seite der verschiedenen Probleme durchgearbeitet und erkannt wird. Dieser Aufgabe hat sich der Verfasser mit großem Geschick unterzogen. Er hat sich auch in weiser Voraussicht nur einen Teil des Gebietes ausgewählt, nämlich den der Gleichgewichte, behandelt sie dafür aber um so gründlicher. Gemäß der Tendenz der Sammlung Vieweg ist dafür Sorge getragen, daß die abgehandelten Themen zu den Tagesfragen der Kolloidlehre gehören.

Das ganze Buch ist in sieben Abschnitte geteilt. Davon beschäftigen sich die ersten beiden Kapitel mit der einzelnen Mizelle und mit ihrer Oberflächenenergie, während die folgenden — Kapitel 3 bis 5 — über die Physik der Gesamtheit der Mizellen berichten. Die Hydratation der Mizellen, ihre Abhängigkeit von der Grenzflächenspannung zwischen Mizelle und Wasser, die Ionenbeladung wird in kurzer exakter Weise abgehandelt. Besonderes Interesse beansprucht das vierte Kapitel über den kolloiden Gleichgewichtszustand, in dem in fesselnder Weise die Bestimmung des Teilchendurchmessers mathematisch abgeleitet wird. Bei der Besprechung der Schwankungen im Gleichgewicht — Kapitel 5 — wird gezeigt, daß man auch mit Hilfe der Wahrscheinlichkeit-Rechnung zu exakten und experimentell verifizierbaren Vorstellungen und Werten kommen kann. Im sechsten Kapitel führt uns der Verfasser in das Gebiet der Ionen und behandelt ihr Gleichgewicht und die Absorption durch Mizellen. Das siebente Kapitel gibt eine allgemeine Ableitung der Stokesschen Regel und geht dann auf die Vorgänge bei der Kataphorese ein. Ein Literaturregister und ein kleines Sachverzeichnis ergänzen das Werk.

Man kann dem Werk nur die weiteste Verbreitung unter den Kolloidchemikern und Kolloidphysikern wünschen.

F. Evers.

Staus, A., **Die hydraulischen Einrichtungen des Maschinen-Laboratoriums der Staatlich Württembergischen Maschinenbauschule in Eßlingen a. N.** 57 S., 46 Abb. Julius Springer, Berlin. 1925. Geb. Rm. 3,60.

Die Schrift bringt eine anschauliche Beschreibung der Einrichtungen der hydraulischen Abteilung des Instituts, deren Ausbau der unermüdlichen Initiative der Verfassers zu danken ist. Der besondere Wert der Schrift liegt in der rechnerischen und graphischen Darstellung vieler Versuchsergebnisse. Dadurch gewinnt der Leser ein Bild von der Leistungsfähigkeit der Einrichtungen und eine praktische Anleitung zur Ausführung von Versuchen auf dem Gebiete der Hydraulik.

Die zahlreichen guten Abbildungen unterstützen wesentlich das Verständnis.

Besonders eingehend ist im Anhang der hydrometrische Flügel zur Messung kleinster Wassergeschwindigkeiten behandelt.

F. Niesemann.

Technisch-Wissenschaftliche Rundschau.

Herausgabe eines Werkes von Funktionstafeln.

Der Wissenschaftliche Beirat des Vereins deutscher Ingenieure hat auf mehrfache Anregung hin Schritte unternommen, um ein erschöpfendes Verzeichnis aller vorhandenen veröffentlichten und noch nicht veröffentlichten Funktionstafeln aufzustellen. Hierzu ist die Mithilfe aller Sachverständigenkreise erwünscht und nötig. Es handelt sich um Tafeln nicht nur mathematischer Natur, sondern auch solcher, die für physikalische, astronomische und anschließende Gebiete im weitesten Sinne von Bedeutung sind.

Der Verein deutscher Ingenieure ladet alle hieran interessierten Kreise ein und bittet, zweckdienliche Mitteilungen über vorhandene, vergriffene, noch nicht veröffentlichte oder im Privatbesitz schlummernde Tafeln der gedachten Art an seinen wissenschaftlichen Beirat, Berlin NW. 7, Ingenieurhaus gelangen zu lassen.

Personalnachrichten.

Berlin. Prof. Dr. Heinrich Fassbender hat sein Amt als Direktor der Abteilung für Elektrotechnik und Maschinenbau an der Ingenieurfakultät der Universität La Plata niedergelegt und sich von seinem ihm als a. o. Professor gewährten Urlaub an der Technischen Hochschule Berlin zurückgemeldet.

Berlin. Am 6. Juni feierte Herr O. Scheller, langjähriger Leiter der Abteilung für Funktelegraphie bei der C. Lorenz-A.-G. seinen 50. Geburtstag.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Am 28. April 1926 verschied unser Mitglied,

Herr Prof. Dr. phil. Dr. med. h. c. **Otto Henker,**

wissenschaftlicher Mitarbeiter und Leiter der medizinisch-optischen Abteilung von Carl Zeiss, Jena, an den Folgen eines schweren Leidens.

Wir verlieren in dem Entschlafenen einen ausgezeichneten Mitarbeiter, dessen hervorragende Arbeiten auf medizinisch-optischem Gebiet ihn unvergeßlich machen.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

G. Gehlhoff,
1. Vorsitzender.



Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin W. 9, Linkstraße 33/34, 2 Treppen rechts. Telephon Lützow 2210.
Die Bürostunden sind: Montag bis Freitag von 9—4 Uhr, Sonnabends von 9—1 Uhr.
Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Sitzungsbericht.

Freitag, den 23. April 1926, abends $7^1/_2$ Uhr, im Großen Hörsaal des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule, Charlottenburg, Berliner Straße 172.

Herr W. Burstyn: 1. Die Theorie des Fächers. 2. Versuche mit Ventilator und Flamme. 3. Der Gasflachbrenner. 4. Eine Analogie zum Benedicks-Effekt. 5. Theorie des Zündmagnetes. 6. Hochfrequenzzündung nach v. Lepel. 7. Einfache Herstellung hochgespannten Gleichstromes.

Freitag, den 7. Mai 1926, abends $7^1/_2$ Uhr, im Großen Hörsaal des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule, Charlottenburg, Berliner Straße 172 (gemeinsam mit der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin).

Herr C. Runge, Göttingen: „Über das Konkavgitter".

Gemeinsame Sitzung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik und der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin am Freitag, den 4. Juni 1926.

Herr W. Kolhörster: „Über Höhenstrahlung".

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Prof. Dr. G. Berndt, Dresden-A.:
Herr Prof. Dr.-Ing. Gehler, Dresden, Bayreutherstraße 17.

Seitens der Ortsgruppe Dresden:
Herr Dipl.-Ing. Behnisch, Dresden-A., Dürerstraße 45 (Technische Lehranstalten).
Herr Gewerbeoberlehrer Ing. Herbert Herrnsdorf, Klotzsche bei Dresden, Auenstr. 8 I.
Herr Dipl.-Ing. Hess, Dresden-A., Dürerstraße 45 (Technische Lehranstalten).
Herr Hüttendir. H. Koppenberg, Vorstandsmitglied der Linke-Hofmann Lauchhammer A.-G. und der Oberschles. Eisenindustrie A.-G., Riesa a. E., Elbweg 3.
Herr Studienrat Krebs, Dresden-A., Dürerstraße 45 (Technische Lehranstalten).
Herr Dipl.-Ing. Schultz, Dresden-A., Dürerstraße 45 (Technische Lehranstalten).
Herr cand. phys. Meinel v. Tannenberg, Dresden-A., Metzschstraße 17.

Seitens des Herrn Prof. Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:
Herr Ing. Karl Fiek, Berlin N. 39, Müllerstraße 184 (Technisches Versuchslaboratorium).
Institut für Elektromaschinenbau an der Technischen Hochschule Dresden.
Herr H. B. Peirce, Elektroing. in Fa. International General Electric Company, Berlin W. 15, Pariserstraße 6.
Herr cand. phys. Karl Friedrich Schotzky, Freiburg i. Br., Werderstraße 8.

Seitens des Herrn Dr. R. Holm, Oerebro (Schweden):
Herr Dr. Sigurd Eriksson, Hertig Karlsallé 10, Oerebro in Schweden.

Seitens des Herrn Dr. Fr. Lauster, Charlottenburg:
Herr Ernst Grunow, Berlin-Steglitz, Althoffstraße 4.

Seitens des Herrn Dr. Hermann Schmidt, Düsseldorf:
Herr Dr. W. Uhink, Göttingen, Gartenstraße 43 III.

Seitens des Herrn Dr. G. Vieth, Köln:
Herr Direktor Schreiber, Köln, Kleingedankstraße 2.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Patentanwalt Johann Bing, Wien XIII, Hietzinger Hauptstraße 113, jetzt Daehnegasse 4.
Herr Dr. Erich Braun, Lichterfelde-West, Ringstr. 102 I, jetzt Heilbronn a. N., Karlstraße 70 II.
Herr Dr. R. Brill, Heidelberg, Gaisbergstraße 1, jetzt Wilhelmstraße 3.
Herr Dipl.-Ing. Waldemar Brückel, Berlin SO. 36, Schmollerstraße 10, jetzt Berlin W. 30, Barbarossastraße 30 IV.
Herr Dr. Richard von Dallwitz-Wegener, Neckargmünd bei Heidelberg, Waldwinkel, jetzt Heidelberg, Wilhelmstraße 11.
Herr Dr. Fritz Ebert, Berlin-Tempelhof, Burgherrnstraße 4, jetzt Breslau 16, Sternstraße 96.
Herr Dr. Hans Edler, Gelsenkirchen, Florastraße 166, jetzt Kaiserslautern, Steinstraße 69.
Herr Prof. Dr. Heinrich Fassbender, Diagonal 74 Nr. 1301 La Plata, jetzt Berlin-Grunewald, Franzensbaderstraße 3 III.
Herr Dipl.-Ing. Walter Grünefeldt, Berlin NO. 55, Elbingerstraße 58, jetzt Berlin-Zehlendorf-Mitte, Beerenstraße 3.
Herr Dr. Gustav Herz, Eindhoven (Holland) Kievitlaan 7, jetzt Halle a. d. Saale, Paradeplatz 7.
Herr Dr. Otto Hess, Cassel, Kaiserplatz 31 II, jetzt Kirchweg 72 II.
Herr Ober-Ing. Ernst Hoffmann, Mannheim N. 6, 6a, jetzt Rheinvillenstraße 13.
Herr Prof. Dr. George Jaffé, Leipzig, Ferdinand Rhodestraße 26, jetzt Gießen, Moltkestraße 25 part.
Herr Dr.-Ing. Georg Keinath, Charlottenburg 9, Leistikowstraße 6, jetzt Berlin-Siemensstadt, Wernerwerk M.
Herr Dr. Willy Kunze, Bremen, Schwachhauser Heerstraße 112, jetzt Schwachhauser Heerstraße 237.
Herr Dr. Eduard Lorenzer, Göttingen, Am Goldgraben 11, jetzt Hannover, Gellertstraße 25 A.
Herr cand. phys. Hans Martin, Jena, Saalbahnhofstr. 16 III, jetzt Dr. phil. nat., Reichsanstalt für Erdbebenforschung, Jena, Fröbelstieg 3.
Herr Dr. Alfred Meyer, Berlin NW. 87, Elberfelderstr. 30, jetzt Berlin-Wilmersdorf, Holsteinischestraße 20 IV.
Herr General-Direktor Dr.-Ing. e. h. Alfred Pott, Essen, Akazienallee 35, jetzt Moltkeplatz 31.
Herr Prof. Dr. Julius Precht, Hannover, Hildesheimerstraße 33, jetzt Lister Kirchweg 19 I.
Herr Dr. F. Rossmann, Freiburg-Günterstal, Rybfelsenstraße 54, jetzt Dr. phil. Fritz Rossmann, Obser-

vatorium auf dem Feldberg im badischen Schwarzwald.
Herr Dr. Heinz Roth, Frankfurt a. M., Große Gallusstr. 7, jetzt Westendstraße 74.
Herr Dr.-Ing. Schlipköter, Gelsenkirchen, Hammerschmidtstraße 38, jetzt Hammerschmidtstraße 16.
Herr Dr. F. Schrader, Ludwigshafen a. Rh., Hohenzollernstraße 72, jetzt Ludwigshafen-Friesenheim, Oppauerstraße 4.
Herr Baurat Otto Walger, Karlsruhe, Schirmerstraße 3, jetzt Stobelstraße 6.

Verstorben.

Herr Prof. Dr. O. Henker, Jena, Bismarckstraße 17.

Berichtigung.

Statt Herr Prof. Dr. A. Gramberg, Frankfurt a. M., Bürgerstraße 16, muß es heißen Bürgerstraße 68 II.
Statt Herr Prof. Dr.-Ing. Max Jacob, Charlottenburg 9, Kastanienallee 27, muß es heißen Prof. Dr.-Ing. Max Jakob.
Statt Herr Studienrat Ernst Krause, Dresden-A., Dürerstraße 45, muß es heißen Studienassessor Ernst Krause.
Statt Herr Dr. phil. R. Leistner, Dresden-Plauen, Bernhardstraße 102, muß es heißen Dr. phil. Kurt Leistner.
Statt Herr Dr.-Ing. Fr. W. Meyer, Braunschweig, Hagenring 49, muß es heißen Prof. Dr.-Ing. Fr. W. Meyer.
Statt Herr R. B. Salomon, Frankfurt a. M., Guiollettstraße 48, muß es heißen Generaldirektor Prof. Dr.-Ing. e. h. B. Salomon, Frankfurt a. M., Guiollettstraße 48.
Statt Herr H. Schütze, Stuttgart, Reinsburgerstraße 159, muß es heißen Dr. Dipl.-Ing. H. Schütze, Stuttgart, Reinsburgstraße 159.

Der 1. Vorsitzende: Prof. Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Rheinland-Westfalen.

Bericht

über die gemeinsame Tagung der Gauvereine Rheinland-Westfalen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft und der Deutschen Gesellschaft für technische Physik zu Münster i. W., am 1. und 2. Mai 1926, im großen Hörsaal des Physikalischen Instituts der Universität.

Die Versammlung war besucht von etwa 60 Teilnehmern. Es wurden folgende Vorträge gehalten, die auf zwei Tage verteilt waren. Anstelle von Herrn Professor Dr. J. Franck, Göttingen, der verhindert war, seinen Vortrag zu halten, sprach Herr Studienassessor Lütgenmeier, Gelsenkirchen.

Vorträge:

1. Dr. F. Durau, Münster: Die Regenersche Hypothese über das Subelektron.
2. Studienassessor Lütgenmeier, Gelsenkirchen: Zur Quantelung der mehratomigen Moleküle.
3. Dr. E. Hiedemann, Köln: Über symmetrische Schicht-Entladung in Wasserstoff, angeregt durch hochfrequente Schwingungen.
4. Dr. F. Köther, Münster: Über Beweglichkeit der Ionen der Ionenstrahlen.
5. Prof. Dr. A. Kratzer, Münster: Die zweite positive Stickstoffgruppe.
6. Dr. Ludloff, Münster: Molekülbindnng und Bandenspektren.
7. Priv.-Doz. Dr. R. Mecke, Bonn: a) Neue Versuche mit der Glimmlampe. b) Die Doublettausspaltungen einiger Bandenspektren.
8. Prof. Dr. R. Pohl, Göttingen: Über den scheinbaren Antagonismus kurzer und langer Wellen bei der lichtelektrischen Leitung und der Phosphoreszenz.
9. Prof. Dr. H. Rohmann, Hann.-Münden: Elektrische Kontakte im Vakuum.
10. Geheimrat Prof. Dr. G. C. Schmidt, Münster: a) Über Ionenstrahlen. b) Der Hall-Effekt bei Elektrolyten.
11. Dr. Tönnissen, Münster: Die Änderung der Leitfähigkeit alkoholischer Lösungen durch Jodzusätze.
12. Prof. Dr. G. Szivessy, Münster: Über die gleichzeitige Bestimmung von Phasendifferenz und Amplitudenverhältnis mittels des Soleilschen Halbschattenkompensators.

Dr. Alfred Schmidt, Vorsitzender.
Dr. Vieth, Schriftführer.

Lichttechnische Gesellschaft in Karlsruhe.

Einladung zur fünften Jahrestagung.

Programm.

Hauptthema: „Die wissenschaftlichen, technischen und wirtschaftlichen Zusammenhänge in der Leuchttechnik.

Freitag, den 25. Juni, abends im Tiergartenrestaurant:

1. $6^1/_2$ Uhr Vorstandssitzung.
2. $7^1/_4$ Uhr Sitzung des Vorstandsrates.
3. 8 Uhr Begrüßungsabend.

Sonnabend, den 26. Juni, vormittags 9 Uhr, im Großen Hörsaal des Chemisch-Technischen Institutes der Technischen Hochschule Karlsruhe:

1. Jahresbericht des Vorsitzenden, Kassenbericht, Neuwahlen.
2. Vortrag des Herrn Prof. Dr. Eitner: „Die geschichtliche Entwicklung der Flammenleuchtung bis zum Gasglühlicht“.
3. Vortrag des Herrn Prof. Dr. Bunte: „Die industrielle und wirtschaftliche Umstellung der Gastechnik seit der Jahrhundertwende“.
4. Vortrag des Herrn Dr. A. R. Meyer: Entwicklung der elektrischen Glühlampe“.
5. Vortrag des Herrn Dr.-Ing. N. A. Halbertsma: „Wirtschaftliche Fragen auf dem Gebiete der elektrischen Beleuchtung“.
6. Vortrag des Herrn Dipl.-Ing. Laue: „Die neueste Entwicklung der Bogenlampe.

Die Vorträge werden durch eine Mittagspause unterbrochen.

Abends: Geselliges Beisammensein in der Künstlerkneipe in Dexlanden.

Sitzungsbericht.

Montag, den 10. Mai 1926, abends $8^1/_2$ Uhr, im Hörsaal des Chemisch-Technischen Instituts der Technischen Hochschule Karlsruhe.

1. Vortrag des Herrn Prof. Dr. J. Teichmüller, Karlsruhe: „Die lichttechnische Ausstellung auf der Gesolei in Düsseldorf“.
2. Verschiedenes.

Der Vorstand.

Naturforscherversammlung zu Düsseldorf.

Herr Geheimrat Professor Dr. F. Wüst, Düsseldorf, Gerhardstraße 135, macht darauf aufmerksam, daß es zweckmäßig ist, die für Abteilung 5a „Angewandte und technische Chemie“ auf der Naturforscherversammlung in Aussicht genommenen Vorträge baldigst bei ihm anzumelden.

Redaktionsschluß am 20. Juni 1926.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.



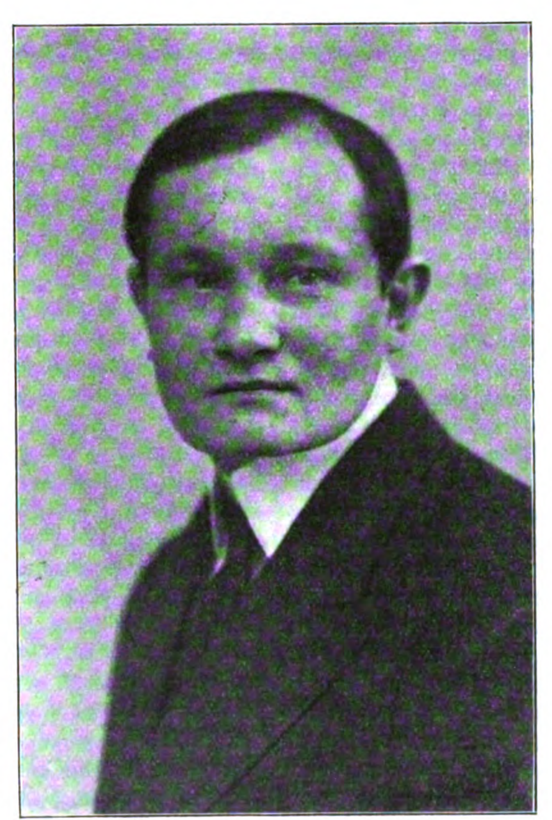
Zeitschrift für technische Physik

1926 | **Siebenter Jahrgang** | **Nr. 7**

INHALT:

Hans Riegger †.

Die Kunde von Hans Rieggers Hinscheiden hat die Herzen aller, die ihm im Leben nahe standen, mit tief schmerzlichem Weh erfüllt. Auch denen, die ihn nur als Kollegen oder hervorragenden Fachmann würdigten, ist heute schon klar, welch große Lücke sein Hinscheiden zurückläßt. —



Hans Riegger.

Hans Riegger war am 16. März 1883 in Riedhausen, Ob. Amt Saulgau geboren. Er stammte aus einem seit Menschengedenken auf eigener Scholle sitzenden, freien schwäbischen Bauerngeschlecht. Bis zu seinem 14. Lebensjahr besuchte er die Volksschule in seinem Heimatdorf; dann kam er auf die unter geistlicher Leitung stehende Lateinschule in Mehrerau und von dort auf das Gymnasium in Ehingen. Nach bestandenem Abiturium studierte er in Stuttgart, München und Berlin; von hier kehrte er wieder nach München zurück und beendete seine Studienzeit in Straßburg bei Ferdinand Braun, unter dessen Einfluß auch 1910 seine Dissertation entstanden ist. In den nächsten drei Jahren wirkte er am Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Danzig als Assistent unter M. Wien, J. Zenneck und F. Krüger. Vom Juli 1914 ab war er als Mitarbeiter des Physikalisch-chemischen Laboratoriums (später Forschungslaboratorium) der Siemens & Halske A.-G. in Berlin-Siemensstadt tätig, an welchem er die physikalisch-technische Abteilung leitete. Im Herbst 1922 schloß er die Ehe, nachdem es ihm gelungen war, ein eigenes Heim zu erkämpfen. Schon im Frühjahr 1922 hatten sich die Wirkungen eines rätselhaften, den besten Ärzten Deutschlands unbekannten Hautleidens gezeigt, das ihm dann wieder für einige wenige Jahre des Glückes und der höchsten Kraftentfaltung eine Atempause gewährte. Im Jahre 1925 begann die Krankheit mit einem neuen Ansturm. Sein kräftiger Körper hielt lange stand. Aber alle ärztliche Kunst war vergebens: In der Nacht vom 30. zum 31. März erlöste ihn ein sanfter Tod von seinen mit unvergleichlicher Mannhaftigkeit getragenen Qualen. Seine starke Seele hatte, bis in die letzten Tage hinein, zuversichtlich auf Heilung gehofft.

Am Sonnabend vor Ostern vereinigte sich in Berlin an seinem Sarge mit den Angehörigen ein Kreis von Freunden und Kollegen zu einer Trauer-

feier. Hier gab mit zu Herzen gehenden Worten G. Gehlhoff dem scheidenden Freunde das Geleit. Am 6. April wurden seine sterblichen Reste auf dem Friedhof seines Heimatdorfes beigesetzt.

Wer war Hans Riegger? Diese Frage in ehrendem Gedenken für die Nachwelt zu beantworten, mag mir vergönnt sein, weil ich ihm in seinen 12 letzten Jahren beruflich und bald auch als Mensch nahe gestanden habe, weil ich seine Werke — auch die heute noch nicht der Öffentlichkeit zugänglichen Arbeiten — im Entstehen miterleben durfte. Es ist schwer, die wissenschaftliche Persönlichkeit Hans Rieggers getrennt von dem Menschen Hans Riegger, dem echten, urkräftigen Sohn der schwäbischen Erde, mit allen seinen großen Vorzügen und liebenswürdigen Schwächen zu schildern.

War sein Vater in der Heimat bekannt geworden durch seine ausgedehnten Versuche in der Obstkultur, so eignete dem eigenartigen Knaben von frühester Jugend an die Neigung, seine Umgebung mit hellen Augen anzuschauen und die Naturgesetze durch eigene Versuche sich aufzuhellen. Der Hang, die ihn umgebenden Naturgewalten nicht weniger kritisch zu mustern als die Menschensatzung auf ihre Berechtigung und Zweckmäßigkeit hin ständig von neuem zu prüfen war schon dem Knaben eigen. Die Konflikte, die nicht ausblieben, haben ihm oft unfreiwillige einsame Stunden der nachdenklichen Besinnung eingetragen. Die früh verwittwete Mutter verzagte nicht, sie wußte, daß aus dem ungebärdigen Most ein edler Wein werden würde. Aus dem wilden Knaben wurde ein lebenslustiger, genußfroher Student. Sein urwüchsiger Humor, seine glückliche Begabung, das Leben leicht und doch nicht leer zu führen, sicherten ihm überall, besonders in seiner Danziger Zeit, den Gewinn von Freunden, denen er ein treuer Freund fürs Leben blieb. Er war von schärfster Logik und von größter Zähigkeit in der Verfechtung seiner Anschauungen. Tiefernst und mit eiserner Ruhe vertrat er seinen Standpunkt; hatte er sich dabei verstiegen, so ging der Kampf um den Gipfel wohl noch weiter und nur die ihn lange kannten, sahen ihm den Schalk aus den Augen lachen, wenn er leise die Grenze vom Ernst zum Scherz überschritt. Auf dem Grunde seiner Seele schien sprungbereit immer etwas Neckisches zu liegen, durch Widerspruch gereizt, schnellte es hervor. Überhaupt war der Widerspruchsgeist und das Bestreben, Recht zu behalten, bei ihm ein merkwürdig starker Ansporn zu schöpferischem Handeln. Stieß er im Gespräch auf zweifelnde Bedenken, daß sich eine Sache werde technisch realisieren lassen, so verschwand er wohl schweigend, wenn er durch Widerspruch nicht kränken wollte oder sich keinen Erfolg mehr von ihm versprach. Dann ging er — gleichgültig, zu welcher Tages- oder Nachtzeit — an seinen Schreibtisch oder ins Laboratorium, rechnete oder experimentierte nur von der treuen Zigarre oder kurzen Pfeife gestärkt, ohne Schlaf oder Nahrung, bis er den von ihm erwarteten Nachweis erbracht hatte. Dann erschien er und fragte: „Wollen Sie mal etwas sehen?“ Dann hatte er nicht nur die Theorie des Problems so weit entwickelt, daß alles wesentliche klar zu übersehen war, sondern da stand auch mit den einfachsten Mitteln aufgebaut, der beweisende Versuch. Hans Riegger kannte freilich keinen Achtstundentag: Galt es, einen solchen Beweis zu erbringen, oder hatte er eine Idee, die ihn fesselte, dann brach auch die gewöhnliche menschliche Periode von 24 Stunden über den Haufen. Müde schlichen die Mechaniker und Monteure davon, morgens stand der Unermüdliche noch da und begrüßte sie wohl mit den Worten: jetzt geht's, jetzt habe ich den Fehler gefunden. Das konnte er seinem kerngesunden Körper und seinen guten Nerven auch in den schlimmsten Hungerjahren des Krieges stets zumuten. Ich habe ihn im Winter 1915/16 oft so gesehen, da war sein Standquartier eine Bretterbude am Ufer der Flensburger Föhrde, nur beheizt durch die Verlustwärme des Umformeraggregates, das ihm die Energie zu Versuchen über Unterwasserschall lieferte. Dort hat er nur unterstützt durch einen einzigen Monteur, in dem heißen Wunsche, seinerseits sein Bestes für das Vaterland zu leisten, qualitativ und quantitativ ein Werk vollbracht, das kaum jemand einem einzelnen Menschen zutrauen sollte. In ihm vereinigten sich nicht so sehr ein umfassendes theoretisches Wissen als vielmehr das Wissen um das, was ihm selbst erreichbar war, mit ungewöhnlichem Geschick und einer unermüdlichen Tatkraft. Die mathematische Theorie war ihm stets nur Mittel zu einem physikalischen Zweck. In der raschen Abschätzung aller zur Lösung einer Aufgabe in Betracht kommenden Möglichkeiten war er Meister. Ich habe es mehrmals erlebt, daß er mit Rechenschieber, Bleistift und Papier in einer knappen Stunde über eine Sache zu der Klarheit kam: „Das geht nicht,“ für deren experimentelle Erprobung andere weniger Begnadete später viel Zeit und Mittel vergeblich aufgewendet haben. Ich habe oft denken müssen, wenn ich hörte, daß man der technischen Physik zur Zeit noch die Berechtigung absprach, als eigene Disziplin gewertet zu werden: „Seht Euch doch den Dr. Riegger an, das ist ein technischer Physiker!“ Damit soll nicht gesagt sein, daß sein Interesse lediglich den Anwendungen der physikalischen Gesetze galt. Er verfolgte auch die Entwicklung der reinen Physik und hat uns oft im engeren Kreise des Kolloquiums des Forschungslaboratoriums von S. & H. Vorträge gehalten, in denen er zusammen-



fassende Darstellungen über die neueste Entwicklung der Atomphysik gab, mit einer Klarheit und Strenge der Kritik, wie man sie nicht immer in den Originalarbeiten findet. Er hätte jeden Lehrstuhl der Physik an deutschen Hochschulen mit Ehren übernehmen können. In größerem Kreise und auf Kongressen sprach er ungern, wie ihm überhaupt alles zuwider war, was nur entfernt als Anpreisen seiner Verdienste hätte gedeutet werden können. Überhaupt gab er auf Äußerlichkeiten nicht viel, und verirrten sich Leute anderen Schlages in seine Nähe, so verfügte er über ein beredtes Schweigen. Die Verbreitung der menschlichen Dummheit in ihrem Verhältnis zu kritischer Einsicht und Voraussicht war ihm eine statistisch festgelegte Tatsache; traf er auf Mangel an Verständnis oder Übelwollen, so verlor er darüber kein ärgerliches Wort. Leute, die darüber sich aus dem Gleichgewicht bringen ließen, trugen seines Erachtens nicht den Tatsachen Rechnung. Er selbst hütete sich davor, abfällige Werturteile über Persönlichkeiten abzugeben, mit denen er unvorteilhafte Bekanntschaft hatte machen müssen. Er beschränkte sich dann auf die Wiedergabe von Beobachtungstatsachen: So hatte er einmal der Vorführung eines Apparates beiwohnen müssen, den er für grundsätzlich verfehlt hielt. Sein Bericht schloß mit den Worten: „Herr X hat gesagt, das Ding würde in 40 Jahren nicht übertroffen werden.“ Dann sah er mich nur an. Seinen Mitarbeitern war er ein ruhiger und teilnehmender Kollege. Autoritatives Wesen kannte er nicht. Ohne Aufhebens von seiner Person zu machen, ging er sachlich und unbestechlich den Dingen zu Leibe. Das freute ihn; ein Gedanke an Karrieremachen in irgendeiner Form lag ihm ganz fern. Angebote, die andere verlockt hätten, lehnte er ab, weil ihn die Probleme, die er bearbeitete, fesselten. Von einer an Künstlernaturen erinnernden Stärke der Intuition war ihm alles, was nicht zum Wesen seines Werkes gehörte, gleichgültig — und alles Schreibwerk verhaßt. Er verfügte über einen starken Schönheitssinn und seine besondere Neigung gehörte der Muttersprache. Hier drängte es ihn, für neue technische Begriffe deutsche Ausdrücke zu finden: so nannte er das Gerät, welches bei der Schallübertragung den Schall aufnimmt, den „Loser“, den von ihm erfundenen Lautsprecher den „Blatthaller“. Auch die deutsche Sage liebte er — vielen der engeren Kollegen wird noch in Erinnerung sein, wie er uns in früher Morgenstunde nach einer Weihnachtsfeier aus der Edda vorlas.

Sein wissenschaftliches Lebenswerk beginnt mit der Dissertation, in der er die Verhältnisse an der Stoßfunkenstrecke bis hinab zu sehr kleinen Elektrodenabständen untersuchte. Dem Gebiet der Schwingungslehre ist er dann treu geblieben: es folgen die schönen Untersuchungen „Über den gekoppelten Empfänger“, die aus seiner Danziger Zeit stammen, die er aber erst nach sorgfältigstem Feilen und Polieren im Jahre 1915 veröffentlichte. Die ständige Beschäftigung mit Problemen der Schwingungslehre hatte in ihm eine Art lebendigen Erfahrungsniederschlages der Theorie erzeugt. Er übersah jedes neue Problem gewissermaßen hellseherisch, ehe er zur exakten Durchrechnung kam. Im Siemens-Laboratorium fand er sich schnell in das neue Arbeitsgebiet hinein: Die Unterwasserschalltechnik. Die am Schlusse dieser Zeilen angefügte Literaturübersicht läßt nur einen schwachen Abglanz seiner Arbeiten erkennen. Eine reiche Fülle von Patenten trägt seinen Namen als den des Erfinders — aber noch mehr Patente von ihm laufen unter dem Firmennamen. Seine eigentlichen Schöpfungen auf dem Unterwasserschallgebiet hat er gar nicht selbst beschrieben — sie sind zum Teil in dem Buch von F. Aigner „Unterwasserschalltechnik“, dem er das Material dazu überlassen hat, enthalten. Die Zeit im Forschungslaboratorium von S. & H. war die fruchtbarste Schaffensperiode seines Lebens. Hier entfaltete er mit feinstem Verständnis für das technisch Erreichbare eine erstaunliche Vielseitigkeit. Die Entwürfe für Versuchsapparate zeichnete er ohne Hast, vollendete sie aber doch sehr schnell. Wer selbst einmal versucht hat, nachträglich an so einem Apparat etwas zu verbessern, oder zu vereinfachen, wird meist gefunden haben, daß beides nicht eintrat. Er hatte sozusagen auf Anhieb das Richtige getroffen, das meist auch ohne wesentliche Änderung für die endgültige Ausführung übernommen werden konnte. Vom Unterwasserschall kam er zu der Aufgabe einer Präzisionsdrehzahlregelung. Er löste sie in höchst origineller Weise unter Ausnutzung der Gesetze des Phasensprunges nahe der Resonanzfrequenz.[1]) Die Methode wird in kaum veränderter Form jetzt bei zahlreichen Großstationen der drahtlosen Telegraphie verwendet. Nebenbei beschäftigten ihn dauernd theoretische Untersuchungen. Er war der Ansicht, daß die Leitungstheorie vom Standpunkt der Schwingungslehre aus behandelt werden müßte und erwartete von dieser Behandlungsweise besonders viel in heuristischer Hinsicht. Wie er Recht behalten hat, beweisen seine beiden großen Arbeiten: „Über Kettenleiter“ aus den Jahren 1922 und 1923. Hier zeigt er sich auf der Höhe theoretischen Könnens. Leider hat er außer bei seinen nächsten Mitarbeitern, die sein Werk fortsetzen, noch nicht viel Verständnis gefunden. In den letzten Jahren nahm er sich der Schallübertragung in Luft an und hat auch hier Bahn-

[1]) Unabhängig von ihm hatte, während er sich in Flensburg befand, zu gleicher Zeit sein Mitarbeiter, Dr. K. Boedeker in Berlin, den gleichen Gedanken gefaßt.



brechendes geleistet. Seine klanggetreue Schallübertragung durch Kondensatormikrophon und Blatthaller bedeutet einen Markstein; hier findet sich alles aus seinem reichen Erfahrungsschatz zusammen, um mit neuen Ideen gekoppelt, etwas fast Vollkommenes zu erreichen. Er hat auch auf seinem Krankenlager die Freude erlebt, daß der von ihm hier gewiesene Weg zum Ziele führte und das Danktelegramm, das ihm Exz. von Miller sandte, nachdem seine Blatthaller bei der Einweihung des Deutschen Museums zum ersten Male öffentlich die Zuhörer erfreut hatten, war eine große Freude für ihn. Außer den schon genannten Untersuchungen und den in der Literaturübersicht angeführten Arbeiten an dem nach ihm benannten Hochvakuummeter und dem Kathodenstrahlofen beschäftigten ihn viele andere Probleme, die zum Teil aus seiner Danziger Zeit stammten: z. B. ist zu nennen das Problem der Störbefreiung beim Signalempfang, die technische Gasanalyse auf Grund physikalischer Methoden, von denen er besonders die Messung der Absorption im Ultrarot verfolgt hat. Auch die Temperaturmessung auf Grund des Vergleichs der in zwei verschiedenen Wellenlängenbereichen emittierten Energie hat ihn beschäftigt. Viele originelle Ideen von ihm harren noch der Auswertung. Er wußte sie bei seinen Mitarbeitern aus den letzten Jahren in guten Händen.

Zum letzten Mal hat er auf der Innsbrucker Naturforscherversammlung 1924 über seine klanggetreue Schallübertragung vorgetragen. Von dort reiste er in die Heimat zu seiner alten Mutter. Dunkle Ahnungen haben ihm damals den Abschied sehr schwer gemacht. Seiner Gattin, die ihn mit größter Aufopferung gepflegt hat, war er in tiefer Dankbarkeit ergeben.

Wir haben an ihm einen unserer Besten verloren.

Ehre seinem Andenken!

Berlin-Siemenstadt, April 1926.

H. Gerdien.

Veröffentlichungen von Dr. Hans Riegger.

1910. Gekoppelte Kondensatorkreise bei sehr kurzer Funkenstrecke. Diss. Straßburg. Jahrb. d. drahtl. Telegr. u. Telephonie. **5** (1911), 35.

1913. Mit J. Zenneck, Zur Technik des Quinckeschen Interferenzversuches. Zeitschr. f. phys. Unterricht. **26** (1913), 165.

1915. Über den gekoppelten Empfänger. Jahrb. d. Drahtl. **9** (1915), 229.

1920. Über ein neues Vakuummeter. Zeitschr. f. techn. Phys. **1** (1920), 16.

1920. Mit H Gerdien, Ein akustischer Schwinger. Wiss. Veröff. a. d Siemensk. **1** (1920), 137.

1920. Mit Boedeker, Über Bau und Anwendung eines mechanischen Schwingers. Wiss. Veröff. a. d Siemensk. **1** (1920), 141.

1920. Mit Boedeker, Über Frequenzrelais. Wiss. Veröff. a. d. Siemensk. **1** (1920), 126.

1921. Mit Gerdien u. Boedeker, Über einen akustischen Schwinger. Phys. Zeitschr. **22** (1921), 679.

1922. Über Kettenleiter. Wiss. Veröff. a. d. Siemensk. **1** (1922), 126.

1922. Lehrbuch der Zahnarzneikunde von v. Bennigkhofen, Physikalischer Teil, gemeinsam mit Dr. K. Lutz.

1923. Über Kettenleiter. Wiss. Veröff. a. d. Siemensk. **3** (1923), 190.

1923. Mit Gerdien, Ein Kathodenstrahlofen. Wiss. Veröff. a. d. Siemensk. **3** (1923), 226.

1924. Zur Theorie des Lautsprechers. Wiss. Veröff. a. d. Siemensk. **3** (1924), 67.

1924. Mit Trendelenburg, Über die Verstärknng kurzer Wellen. Zeitschr. f. techn. Phys **5** (1924), 495.

1924. Über klanggetreue Schallaufnahme, Verstärkung und Wiedergabe. Zeitschr. f. tech. Phys. **5** (1924), 577.

1925. Mit Trendelenburg, Neuere Beiträge zur Elektroakustik. Zeitschr. f. techn. Phys. **7** (1926), 187.

(Eingegangen am 15. April 1926.)

Originalmitteilungen.

Zur Wirkungsweise des Giebeschen Zentrifugalregulators.

Von Eduard Stoecker.

(Aus dem physikalischen Laboratorium der Chemischen Fabrik Griesheim-Elektron, Werk Elektron.)

Inhalt: Wirkung der Schwerkraft. — Resonanzfrage. — Vollständiger mathematischer Ansatz. — Diskussion der Lösung. — Analyse des Reguliervorganges. — Betrachtung von Energie und Impuls.

Als für einen hier nach den Angaben Giebes[1]) gebauten Zentrifugalregulator für eine gewünschte Tourenzahl empirisch passende Schwungmassen und Federn ausprobiert wurden, fiel bei kleinen Tourenzahlen und entsprechend schwachen Federn ein starkes Hämmern der Schwungmasse auf, welches veranlaßte, sich über die Auswirkung der Schwerkraft bei diesem Apparat nähere Rechenschaft abzulegen.

Die Abbildung zeigt die der Giebeschen Veröffentlichung entnommene schematische Darstellung des Apparates. Wir verwenden folgende Bezeichnungen:

m Masse von P (Schwungmasse).

a Abstand des Schwerpunktes von P von der Rotationsachse R in der Ruhelage, wenn P nach innen völlig frei beweglich wäre.

r Abstand des Schwerpunktes von P von R während der Rotation.

[1]) E. Giebe, Ein empfindlicher Tourenregler für Elektromotoren. Zeitschr. f. Instr. **29** (1909), 205.



ω Winkelgeschwindigkeit.
c Zug der Feder F bei Dehnung um 1 cm.
g Erdbeschleunigung.
Φ Winkel zwischen Lot und Gleitdraht S.
t Zeit.
T Umdrehungszeit.

Sehen wir zunächst von der Schwerkraft ab, so gilt für den rotierenden Apparat

$$m\omega^2 r = c(r-a); \quad \omega^2 = \frac{c}{m}\left(1 - \frac{a}{r}\right).$$

Dieses Gleichgewicht wird durch die jede Umdrehung periodisch wirkende Schwerkraft gestört. Die störende Kraft hat die Größe

$$m\,g \sin \Phi = m\,g \sin \omega (t - t_0).$$

Sie hat also die Kreisfrequenz ω. Das gestörte System scheint schwingungsfähig, also auch

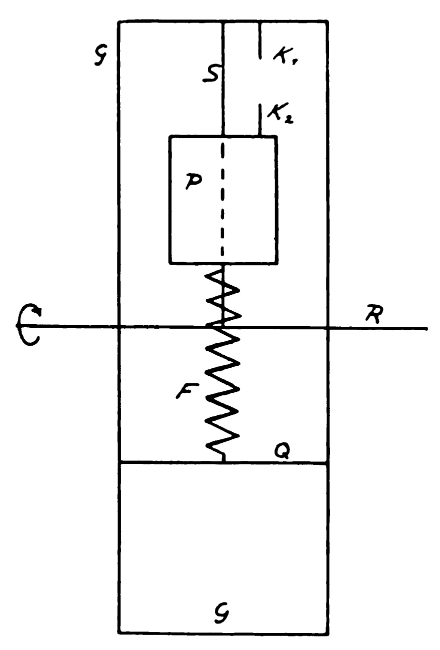


Abb. 1. Schematische Darstellung des Giebeschen Zentrifugalregulators.

resonanzfähig. Eine Masse m an einer Feder der reduzierten Kraft c hat die Eigenfrequenz

$$\omega' = \sqrt{\frac{c}{m}}.$$

Nun beruht die eigentümliche Wirkungsweise des Regulators darauf, daß zur Erreichung größter Empfindlichkeit a sehr klein negativ sein soll. Dann wird aber ω' sehr nahe gleich ω, was bedeuten würde, daß der Apparat im normalen Betrieb stets nahezu in Resonanz mit der periodisch wirkenden Schwerkraft wäre und somit seine Schwingungsamplituden bei genügend kleinem a über jedes Maß hinausgingen, was aber keineswegs zutrifft.

Der Fehler steckt in der Außerachtlassung der Zentripetalbeschleunigung. Im Falle $a = 0$ bewegt sich für einen mitrotierenden Beobachter P trotz gespannter Feder völlig kräftefrei bis auf die Schwere. Deren sinusgemäß wechselndem Zuge folgt P frei hin- und herfallend; von einer Eigenfrequenz ist keine Rede mehr.

Allgemein ist das Kräftegleichgewicht beschrieben durch die Differentialgleichung:

$$m\frac{d^2 r}{d t^2} = -c(r-a) - m g \sin \omega t + m r \omega^2$$

oder umgeformt:

$$r'' + \left(\frac{c}{m} - \omega^2\right) r = a\frac{c}{m} - g \sin \omega t.$$

Von einem Reibungsglied ist hier abgesehen, weil es aussichtslos und unnötig erscheint, die Reibung mathematisch zu erfassen. P gleitet lose mit reichlicher Bohrung auf einem Stahldraht[2]), dessen Neigung zum Lot und damit der Reibungsdruck sich während jeder Umdrehung sinusartig ändert. Ferner vibriert der Apparat etwas wie alle rasch umlaufenden Maschinen, was die Reibung praktisch aufhebt; endlich kommt noch Luftreibung in Frage, welche aber des raschen Umlaufs halber hydrodynamisch unzugänglich erscheint bzw. die Darstellung außer Verhältnis zum Nutzen komplizieren würde.

Wir setzen zur Abkürzung

$$\frac{c}{m} - \omega^2 = -\alpha^2.$$

Also:

$$r'' - \alpha^2 r = a\frac{c}{m} - g \sin \omega t.$$

Die allgemeine Lösung der homogenen Differentialgleichung ist

$$r = A e^{\alpha t} + B e^{-\alpha t}.$$

Werden nun, um die Lösung der inhomogenen Gleichung zu erhalten, die Konstanten variiert, so erhält man

$$A'\alpha e^{\alpha t} - B'\alpha e^{-\alpha t} = a\frac{c}{m} - g \sin \omega t,$$

$$A'\alpha e^{\alpha t} + B'\alpha e^{-\alpha t} = 0,$$

$$2\alpha A' = \frac{a c}{m} e^{-\alpha t} - g e^{-\alpha t} \sin \omega t$$

$$2\alpha A = 2\alpha K - \frac{a c}{\alpha m} e^{-\alpha t}$$

$$+ \frac{g}{\alpha^2 + \omega^2} e^{-\alpha t} (\alpha \sin \omega t + \omega \cos \omega t)$$

[2]) Herr Prof. Giebe war so liebenswürdig, mir brieflich mitzuteilen, daß es ihm gelungen ist, hier noch eine wesentliche Verbesserung durch Befestigung der Schwungmasse auf einer radial gerichteten, hochpolierten Stahlachse zu erzielen, die in zwei Achatführungen verschiebbar gelagert ist.



und ebenso

$$2\,\alpha B = 2\,\alpha L - \frac{a\,c}{\alpha\,m}\,e^{\alpha t} + \frac{g}{\alpha^2 + \omega^2}\,e^{\alpha t}$$
$$(\alpha \sin \omega t - \omega \cos t).$$

Mithin ist die vollständige Lösung der vorgelegten Differentialgleichung zusammengefaßt und geordnet:

$$r = K e^{\alpha t} + L e^{-\alpha t} - \frac{a\,c}{\alpha^2 m} + \frac{g}{\alpha^2 + \omega^2} \sin \omega t.$$

Die Erörterung der physikalischen Bedeutung der einzelnen Glieder beginnt zweckmäßig mit

$$-\frac{a\,c}{\alpha^2\,m},$$

dem von der Zeit unabhängigen mittleren Radius, mit dem der Schwerpunkt von P umläuft. Ist zunächst

$$a = 0,$$

so ist auch $r = 0$ solange nicht auch $\alpha^2 = 0$, d. h. $\omega = \sqrt{\frac{c}{m}}$ wird. In diesem Falle der kritischen Geschwindigkeit hat P überhaupt keine bestimmte Ruhelage, sonst die Ruhelage $r = 0$, die es in Wirklichkeit nicht erreichen kann, weil es bei einem Minimalradius

$$r = \varrho$$

an Konstruktionsteile anschlägt. Es erscheint überraschend, daß auch Überschreitungen der kritischen Geschwindigkeit die Ruhelage $r = 0$ bestimmen sollen. Das ist auch ganz richtig, nur ist das Gleichgewicht dann labil, und jede Störung leitet eine Bewegung ein, über die der Ausdruck $K e^{\alpha t} + L e^{-\alpha t}$ näheres lehren wird.

Ist $a > 0$, so hat, solange $\omega^2 > \frac{c}{m}$ ist, also $\alpha^2 < 0$, P eine bestimmte Gleichgewichtslage

$$r_0 = \frac{a}{\frac{c}{m} - \omega^2} \cdot \frac{c}{m},$$

welche mit Annäherung an die kritische Geschwindigkeit ins Unendliche rückt. Bei noch größerer Geschwindigkeit würde r negativ werden. Das hat alles keine praktische Bedeutung, weil ja schon längst vorher ein Anschlag und vor allem Betätigung[3]) eines Kontaktes und einer Reguliervorrichtung auf einem endlichen positiven Radius weiteren Bewegungen von P ein Ende gemacht haben.

[3]) Dies ist so zu verstehen, daß es im Idealzustande gar nicht zum Berühren des Anschlages kommen soll, sondern, daß durch die Betätigung des zarten Federkontaktes schon vorher die Regelung so rasch funktioniert haben soll, daß es gar nicht mehr zum Anschlagen kommt.

Der wichtigste Fall für die Praxis ist

$$a < 0.$$

Solange auch $\alpha^2 < 0$, also $\omega^2 < \frac{c}{m}$ ist, ist $r < 0$, d. h. die Feder würde zusammengedrückt werden, wenn der innere Anschlag P nicht auf der positiven Seite festhielte. Bei der kritischen Geschwindigkeit wird r wieder unendlich und bei deren Überschreitung positiv endlich, was aber einem labilen Gleichgewichtszustande entspricht, wie die Untersuchung von

$$K e^{\alpha t} + L e^{-\alpha t}$$

lehrt. Diese stellen unterhalb der kritischen Geschwindigkeit, wo $\alpha^2 < 0$, also α imaginär ist, die bekannten ungedämpften Sinusschwingungen um die stabile Gleichgewichtslage dar, welche, wie wir sahen,

für $a > 0$ bei $r_0 = \frac{a}{\frac{c}{m} - \omega^2} \cdot \frac{c}{m}$,

für $a = 0$ bei $r_0 = 0$,

für $a < 0$ bei $r_0 = -\frac{a}{\frac{c}{m} - \omega^2} \cdot \frac{c}{m}$

liegt, welche Möglichkeiten aber, wie erwähnt, aus apparativen Gründen durch die Bedingung

$$r < \varrho$$

eingeschränkt werden.

Bei Überschreitung der kritischen Geschwindigkeit werden aber die Exponenten $\pm \alpha t$ reell, und der Exponentialausdruck stellt jetzt eine Bewegung dar, welche von den erörterten, nun labilen Gleichgewichtslagen entweder mit zunehmender Beschleunigung nach außen oder mit abnehmender nach innen führt.

Die Reguliertätigkeit geht nun in folgender Weise vor sich:

a ist immer etwas negativ. P liegt gegen einen inneren Anschlag an, so daß $r = \varrho$ ist, dabei ist die Feder mit der Kraft $c\,(\varrho - a)$ gespannt. α^2 ist zu Anfang negativ, die Gleichgewichtslage, um die Schwingungen möglich wären, liegt auf der entgegengesetzten, unzulänglichen Seite der Achse. Erreicht die Geschwindigkeit ihren kritischen Wert und wird $\alpha^2 = 0$, so gilt

$$\varrho = K + L - \infty$$

und

$$r = K \cdot e^{0 \cdot t} + L e^{-0 \cdot t} - \infty$$

bleibt, an sich unbestimmt, aber von der Zeit unabhängig, gleich ϱ. P bewegt sich also noch nicht. Bei geringer Überschreitung der kritischen Geschwindigkeit wird α^2, zunächst noch sehr klein, positiv.

Damit erhält P eine Gleichgewichtslage mit positivem, sehr großem r. Außerdem werden die Exponenten αt und $-\alpha t$ reell. Da für $t = 0$

$$r = \varrho$$

ist, gilt die Bedingung

$$\varrho = K + L + \left(-\frac{a c}{\alpha^2 m}\right)$$

$$-2M = K + L = \varrho - \left(-\frac{a c}{\alpha^2 m}\right) < 0 .$$

Es ist ferner

$$\frac{d r}{d t} = K \alpha \cdot e^{\alpha t} - L \alpha e^{-\alpha t}$$

im Falle $t = 0$ entweder gleich Null oder, etwa durch die Schwere oder Erschütterungen veranlaßt, nur gering. Es sei also

$$K\alpha - L\alpha = 0$$

$$K = L = -M .$$

Also

$$r = -M(e^{\alpha t} - e^{-\alpha t}) + \left(-\frac{a c}{\alpha^2 m}\right) .$$

r hat als durchaus abnehmende Tendenz, d. h. P bleibt am inneren Anschlag liegen, solange

$$-\frac{a c}{\alpha^2 m} > \varrho$$

bleibt. Wird mit weiter wachsender Geschwindigkeit $-\frac{a c}{\alpha_1^2 m} = \varrho$, so ist P im labilen Gleichgewicht: Da $K + L = -\left(-\frac{a c}{\alpha^2 m}\right) + \varrho = 0$ ist, wird für $t = 0$; $\frac{d r}{d t} > 0$

$$K = -L > 0 ,$$

d. h. P bewegt sich mit zunehmender Beschleunigung nach außen. Dies gilt um so mehr, wenn α noch über α_1 hinaussteigen, also

$$K + L > 0 \quad \text{bzw.} \quad M < 0$$

werden sollte. Eine äußere Auslösung $\left(\frac{d r}{d t} > 0\right)$, zur Zeit $t = 0$, ist dann nicht mehr nötig, um die Bewegung einzuleiten.

Das nach außen entführte Gewicht P schlägt, wenn $r = P$ geworden ist, gegen einen äußeren Anschlag und betätigt dabei einen Kontakt, durch den die Geschwindigkeit wieder herabgesetzt wird.[4]) Wann wird nun P den Kontakt wieder öffnen und nach innen gehen? Wenn α^2 auf den Wert $\alpha_1^2 = -\frac{a c}{\varrho m}$ gesunken ist, offenbar noch nicht, denn nun ist

$$K + L = P - \left(-\frac{a c}{\alpha_1^2 m}\right) = P - \varrho > 0 .$$

α^2 muß erst unter α_1^2 bis α_2^2 gesunken sein, um P vom äußeren Anschlag lösen zu können:

$$-\frac{a c}{\alpha_2^2 m} = P > \varrho .$$

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{c}{m} + \alpha_1^2} = \sqrt{\frac{c}{m}\left(1 - \frac{a}{\varrho}\right)} \sim \omega_0\left(1 - \frac{a}{2\varrho}\right)$$

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{c}{m} + \alpha_2^2} = \sqrt{\frac{c}{m}\left(1 - \frac{a}{P}\right)} \sim \omega_0\left(1 - \frac{a}{2P}\right)$$

sind also die Grenzgeschwindigkeiten, zwischen denen der Apparat hin- und herreguliert. Ihre Differenz ist

$$\frac{\omega_0 a}{2 \varrho P}(P - \varrho),$$

d. h., der Regulator ist um so empfindlicher, je kleiner a und $P - \varrho$ und je größer ϱP ist; d. h., es empfiehlt sich, praktisch nicht nur den äußeren, sondern auch den inneren Anschlag möglichst weit von der Welle anzuordnen, soweit die jetzt zu erörternden Schwerestörungen dies erlauben.

Diese werden durch das bisher stillschweigend ignorierte Glied

$$\frac{g}{\alpha^2 + \omega^2} \sin \omega t$$

dargestellt. Die Schwere prägt also r eine regelrechte Sinusschwingung auf, deren Amplitude über alle Maßen zu wachsen bestrebt ist, wenn

$$\alpha^2 + \omega^2 = 2\omega^2 - \frac{c}{m} = 0$$

wird. In diesem Falle ist

$$\bar{\omega} = \sqrt{\tfrac{1}{2}} \cdot \omega_0 ,$$

also beträchtlich kleiner als ω_0 bzw. ω_1 oder ω_2. Ferner ist

$$\bar{\alpha} = i\sqrt{\tfrac{1}{2}} \cdot \omega_0 ,$$

so daß ersichtlich ist, daß wir hier einen Fall von richtigen Resonanzschwingungen um eine Gleichgewichtslage

$$r = -\frac{a c}{-\frac{1}{2}\omega_0^2 m}$$

vor uns haben, der deshalb bemerkenswert ist, weil im Nenner der Resonanzamplitude nicht

$$\omega^2 - \bar{\omega}^2, \quad \text{sondern} \quad \alpha^2 + \omega^2 = 2(\omega^2 - \bar{\omega}^2)$$

steht. Hierin drückt sich nämlich aus, daß mit ω sich nicht nur die aufgeprägte Frequenz, sondern auch die Eigenfrequenz

$$i\alpha = \sqrt{\omega_0^2 - \omega^2}$$

in entgegengesetztem Sinne aneinander vorbei än-

[4]) Vgl. Anm. 3, S. 326.

dern. Hier haben wir also die erste Entstehungsmöglichkeit für das eingangs erwähnte „Hämmern" vor uns.

Tatsächlich macht der Regulator beim Anlassen des Motors regelmäßig einen Augenblick heftigen Schlagens durch, um auf der Betriebsfrequenz, für die der Einfachheit halber $\omega_0 = \sqrt{\frac{c}{m}}$ eingesetzt sei, wieder ruhig zu werden. Die Schwingungsamplitude beträgt in diesem Falle ($\alpha^2 = 0$):

$$A = \frac{g}{\omega_0{}^2} = \frac{981 \cdot 3600 \text{ min}^2}{4\pi^2 \text{ Umdr.}^2} \text{ cm} = \frac{89\,300}{n^2} \text{ cm}.$$

Es folgt daraus:

Für $n =$	$A =$
100:	8,93 cm (Hämmern!)
300	0,99
900	0,11
1 000	0,089
1 200	0,062
1 500	0.040
1 800	0.028
2 000	0,022
2 500	0,014
3 000 $\frac{\text{Umdr.}}{\text{min.}}$	0,0099 cm.

Um diese Beträge wird das Intervall $P - \varrho$ beiderseits eingeengt.

Man sieht, daß, bei geringer Tourenzahl noch völlig unbrauchbar, indem hier die unvermeidliche zweite Entstehungsursache für das „Hämmern" gegeben ist, von 900—1000 Umdr. pro min. ab der Regulator nur noch unbedeutend durch die Schwerkraft gestört wird. Man sieht ferner, daß der Störungsbetrag nur von der Geschwindigkeit abhängig, sonst aber von allen anderweitigen Apparatkonstanten unabhängig ist.[5])

Bemerkenswert ist noch der Umstand, daß der Apparat mit der Motorwelle in einer Art quantenhaften Energieaustausches steht. P schlägt im Betrieb ($a < 0$) labil zwischen zwei durch Anschläge fixierten Bahnen $r = \varrho$ und $r = P$ hin und her. Die Energiegehalte bei den Bahnen setzen sich aus kinetischer Energie von P und dem übrigen unveränderlichen Trägheitsmoment K und potentieller Energie der Feder F zusammen. Es ist also

$$E_1 = \frac{m}{2}\varrho^2\omega_1{}^2 + \frac{c}{2}(\varrho - a)^2 + \frac{K}{2}\omega_1{}^2$$

$$E_2 = \frac{m}{2}P^2\omega_2{}^2 + \frac{c}{2}(P - a)^2 + \frac{K}{2}\omega_2{}^2.$$

[5]) Der Ausdruck „Störung" ist nur im „astronomischen" Sinne zu verstehen. Tatsächlich stellt die Schwerkraft keineswegs eine „Störung" im praktischen Sinne dar, ist vielmehr, worauf Herr Prof. Giebe mich liebenswürdig noch besonders aufmerksam machte, sehr wichtig für das rasche, feine Regeln der Tourenzahl, wie am Schluß der Veröffentlichung dargelegt wird. Deshalb ist der Regler von Anfang an auch absichtlich mit horizontaler Welle konstruiert.

Den dazwischen liegenden Energieinhalten entsprechen keine stabilen Bahnen. Wir haben also einen grobmechanischen, sinnlich faßbaren Fall vor uns, auf den der alte Einwand gegen die quantenmäßige Absorption anwendbar ist: Was geschieht, wenn wir das System einfach zwischen E_1 und E_2 stecken lassen? Die Antwort lautet ebenso einfach: Dann bleibt das System auch auf einer „labilen" Bahn stecken! Die bisherigen Stabilitätsbetrachtungen galten nämlich immer unter der stillen Nebenbedingung:

$$\frac{d\omega}{dt} = 0,$$

sie müssen aber ganz anders werden, wenn statt dessen gilt

$$\frac{dE}{dt} = m r^2 \omega \frac{d\omega}{dt} + m\omega^2 r \frac{dr}{dt} + c(r - a)\frac{dr}{dt} + K\omega\frac{d\omega}{dt} = 0$$

oder, was auf dasselbe hinausläuft:

$$(m r^2 + K)\omega = S; \quad \frac{dS}{dt} = 0.$$

Unter Berücksichtigung dieser Bedingung, aber von der Schwere abgesehen, lautet nämlich jetzt die zu integrierende Differentialgleichung für r:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -r\left(\frac{c}{m} - \frac{S^2}{(m r^2 + K)^2}\right) + \frac{ac}{m},$$

woraus nach Multiplikation mit $2\frac{dr}{dt}$ Integration und Wurzelzeichen folgt:

$$\frac{dr}{dt} = \sqrt{-\frac{S^2}{m}\cdot\frac{1}{m r^2 + K} - \frac{c}{m}r^2 + \frac{2ac}{m}r + Q},$$

$$t = \int \frac{dr}{\sqrt{-\frac{S^2}{m}\cdot\frac{1}{m r^2 + K} - \frac{c}{m}r^2 + 2\frac{ac}{m}r + Q}}.$$

Indessen ist es, um einen prinzipiellen Überblick über die Erscheinungen zu erhalten, nicht notwendig, dieses Integral auszuführen, wenn man bedenkt, daß die beiden Extreme, zwischen denen die Bewegungsformen liegen, wohlbekannt sind. Der Fall $K = \infty$ bedeutet nämlich

$$\omega = \text{const}$$

und stellt somit den oben diskutierten Fall dar, und der Fall $K = 0$ ist, sofern noch das stets kleine a ganz gleich Null gesetzt wird, der des konischen Pendels verschwindender Amplitude.

Wenn die Betrachtung sich auf Kreisbahnen beschränkt, so ist das Stabilitätskriterium sehr einfach: Die Beschleunigung

$$r'' = \frac{d^2 r}{dt^2} = r\omega^2 - \frac{c}{m}(r - a)$$

kann variiert werden, sowohl durch Variation von r als auch ω:

$$\delta r'' = -\frac{c}{m}\delta r + \omega^2 \delta r + 2 r \omega \delta \omega,$$

oder, wenn der unvariierte Zustand einer Gleichgewichtsbahn $r'' = 0$ entspricht, vermöge

$$\frac{c}{m} = \omega_0^2 \quad \text{und} \quad \omega^2 = \omega_0^2\left(1 - \frac{a}{r}\right)$$

$$\delta r'' = -\omega_0^2 \frac{a}{r}\delta r + 2\omega_0 \sqrt{r(r-a)} \cdot \delta\omega.$$

Nun sind r und ω einer Energie- oder Impulsbedingung unterworfen. Nehmen wir das erstere zunächst an, so wird dadurch

$$\delta\omega = f(r, E)\,\delta r$$

und damit

$$\delta r'' = \Phi(r, E) \cdot \delta r.$$

Ist nun $\Phi > 0$, so liegt die Variation der Beschleunigung im selben Sinne wie die Variation des Radius; die Bahn ist also labil. In der Tat ist für

$$\delta\omega = 0; \quad a < 0$$

$$-\omega_0^2 \frac{a}{r} > 0,$$

d. h. wir sehen die Labilität der oben betrachteten Bahnen bestätigt. Im Falle der Ähnlichkeit mit dem konischen Pendel ist

$$m r^2 \omega = S$$

$$2 r \omega \delta r + r^2 \delta\omega = 0$$

$$\delta\omega = -\frac{2\omega}{r}\delta r$$

$$\delta r'' = -\left(\omega_0^2 \frac{a}{r} + 4\omega^2\right)\delta r;$$

also Stabilität besteht solange, wie

$$4\omega^2 > -\omega_0^2 \cdot \frac{a}{r}$$

oder

$$4\left(1 - \frac{a}{r}\right) > \frac{-a}{r}$$

$$+a < \tfrac{4}{3} r$$

ist, und da $a \leqq 0$ also stets.

Alle dazwischen liegenden Fälle sind einfache Energie- oder Impulsmoment-Lieferungsfragen. Es liegt deshalb die Frage nahe: Wie groß muß der Energie- bzw. Impulsumsatz der Welle auf der Grenze zwischen Stabilität und Labilität sein?

Um die Begriffe zu fixieren, sei angenommen, daß der Energievorrat, wie oben angenommen, in Form mitrotierender fester Massen vom Trägheitsmomente K vorliege. Dann gilt:

$$(m r^2 + K)\omega = S,$$

$$2 m r \delta r \cdot \omega + (m r^2 + K)\delta\omega = 0,$$

$$\delta r'' = -\omega_0^2 \frac{a}{r}\delta r + 2 r\omega\left(-\frac{2 m r \omega}{m r^2 + K}\right)\delta r$$

$$= -\omega_0^2\left[\frac{a}{r} + \frac{4 m r (r-a)}{m r^2 + K}\right]\delta r,$$

$$\frac{a}{r} + \frac{4 m r (r-a)}{m r^2 + K} = 0,$$

$$K = m r^2\left(3 - 4\frac{r}{a}\right).$$

Hat umgekehrt K eine vorgegebene Größe

$$K = K_1,$$

so entspricht dem ein Radius r_1, der einen inneren Bereich labiler und einen äußeren Bereich stabiler Bahnen gegeneinander abgrenzt.

Tatsächlich werden nun Energie und Impuls nicht nur von mitrotierenden Massen geliefert oder aufgenommen, sondern sie setzen sich auch elektrisch und thermisch (durch Reibung und sonstige Belastung) um. Infolgedessen sieht man während des Betriebes häufig, wie unter langsamer Impulsierung P sich allmählich über die eigentlich labilen Bahnen nach außen bewegt, dann läßt die Impulslieferung zufällig nach: P bleibt in der Mitte auf „labiler" Bahn stehen, die eben unter Berücksichtigung der Impulsbedingung sich als tatsächlich stabil erweist, um dann je nach der weiteren Gestaltung von Impulslieferung oder — Entziehung seine Bewegung nach außen wieder aufzunehmen oder auf den inneren Anschlag zurückzufallen; und man darf sich durch diese Erscheinung nicht dazu verleiten lassen, a für positiv zu halten und die Feder stärker anzuziehen, um den gewünschten schwach negativen Wert für a zu erzielen.

Es erhebt sich nun die Frage, ob nicht durch die hier besprochene „dynamische" Stabilität „statisch" labiler Bahnen die oben dargelegte Eigenart des Apparates wieder illusorisch gemacht wird, indem ja die außerordentlich empfindliche Reglertätigkeit durch die ganz kleine Labilität bedingt wird. Diese Gefahr besteht auch tatsächlich bei sehr impulsschwachen Aggregaten; unter normalen Verhältnissen wird sie aber durch die bedeutsame Wirksamkeit der Schwere-„Störungen" verhütet. Diese zwingen ja der Schwungmasse eine ständige kleine Schwingung auf, gleichsam als ob während jeder Umdrehung die Umlaufgeschwindigkeit probeweise ein klein wenig hin und her variiert würde, natürlich ohne daß dies wirklich der Fall ist. Die Folge ist, daß während eines Bruchteils jeder Umdrehung der Kontakt berührt wird und der Regler einen Augenblick wirken kann; die rasche Feinregulierung erfolgt nun dadurch, daß nur die Dauer der Kontaktzeit im Verhältnis zur ganzen

Umlaufszeit sich Geschwindigkeitsschwankungen entsprechend ändert. Um diesen Zustand zu erreichen, müssen Schwingungsmasse des Reglers, elektrische und magnetische Bedingungen des Motors und Trägheitsmoment und Belastung des ganzen rotierenden Aggregates aufeinander in einer Weise abgestimmt sein, die gegenwärtig Gegenstand neuer theoretischer Untersuchungen ist.

Herrn Prof. Giebe danke ich für interessante und wertvolle briefliche Hinweise auf für die Wirkungsweise des Reglers wichtige Gesichtspunkte.

Zusammenfassung.

1. Der Giebesche Zentrifugalregulator mit horizontaler Welle ist bei Betriebsfrequenz nicht schwingungsfähig. Auf einer bestimmten niedrigeren Frequenz kommt er in Resonanz mit der Periode der Schwerkraftwirkung.

Der Reguliervorgang bei Betriebsfrequenz und die Wirkung der Schwere werden untersucht.

2. Der Energie- und Impulsumsatz während der Reguliertätigkeit wird untersucht. Wenn er beschränkenden Nebenbedingungen unterworfen wird ändern sich die Stabilitätskriterien für die Bewegungszustände.

3. Die Schwere„störung" hat eine große, noch näher zu untersuchende, praktische Bedeutung für die Feinheit der Regulierung.

Die graphische Dimensionierung von elektrischen Schwingungskreisen.

Von E. Asch.

Inhalt: Es wird ein Verfahren beschrieben, mittelst dessen man graphisch die Eigenwelle von parallelgeschalteten Selbstinduktionen und Kapazitäten ermittelt.

Zweck vorliegender Arbeit ist es, ein Nomogramm zu entwickeln, mit Hilfe dessen es möglich ist, auf graphischem Wege die Eigenwelle eines Systems von selbstinduktionsfreier Kapazität und einer parallel geschalteten kapazitätsfreien Selbstinduktion zu ermitteln.

Die Aufgabe zerfällt in zwei Teile, von denen der erste, die graphische Darstellung der bekannten Thomson-Formel

$$\lambda_m = 2\pi\sqrt{L_m C_m}$$

bereits mehrfach angegeben wurde. Der zweite Teil der Aufgabe, die nomographische Ermittlung der Selbstinduktion, ist der Hauptzweck vorliegender Arbeit.

Um zu einer einfachen und allgemein anwendbaren Darstellung zu gelangen, war es zunächst nötig, zu untersuchen, ob die verschiedenen Angaben über die Selbstinduktion von Zylinder-, Flach- und räumlich gewickelten Spulen unter demselben Gesichtspunkt betrachtet werden können. Es hat sich gezeigt, daß das der Fall ist, wenn man sich auf eine Genauigkeit beschränkt, die für den vorliegenden Fall als genügend erachtet wurde.

Zunächst wollen wir uns den Zylinderspulen zuwenden. Welster und Havelvek geben dafür die Bezeichnung an

$$L = 4\pi^2 m^2 \frac{R^2}{l^2}\left(1 - \frac{8}{3\pi}\frac{R}{l} + \frac{1}{2}\frac{R^2}{l^2} + \frac{1}{4}\frac{R^4}{l^4} + \frac{5}{16}\frac{R^6}{l^6} - \dots\right),$$

deren Auswertung sich bei Rosa und Grover[1]) findet. Diese Werte geben etwa 10 bis 15 % niedrigere Werte als die von R. Rinkel[2]) angegebenen, wurden aber für folgende Betrachtung als die genaueren ausschließlich benutzt.

Für Flachspulen gibt J. Spielrein[3]) eine Tafel für den Formfaktor einer Spule in Abhängigkeit von r/R, die aus Platzgründen hier wegbleibt. Diese beiden Wertreihen für den Formfaktor sind nun zunächst ohne jeden gemeinsamen Gesichtspunkt. Durch den sehr dankenswerten Hinweis von Korndörfer[4]) auf die Möglichkeit, räumlich gewickelte Spulenquerschnitte in Beziehung zu dem Verhältnis D_m/U (D_m mittlerer Spulendurchmesser, U Umfang des Wicklungsquerschnittes) zu bringen, war es nun möglich, die beiden obengenannten Wertreihen als Grenzwerte aus der von Korndörfer angegebenen Funktion zu entwickeln. Korndörfer gibt an

$$L = 10{,}5\, D_m \cdot m^2 \cdot (D_m/U)^v$$

$$0 < v > 1;\ v = \tfrac{3}{4} \qquad 1 < v > 3;\ v = \tfrac{1}{2}.$$

Diese Darstellung verzichtet zu gunsten leichter Handhabung auf sehr große Genauigkeit, wie schon aus dem sich unstetig ändernden Exponenten hervorgeht. Es hat sich nun überraschender Weise gezeigt, daß der Formfaktor für Zylinder- und Flachspulen, wenn er in Abhängigkeit von D_m/U gebracht wird, mit einer Übereinstimmung von etwa $\pm$ 0,2 % der gleiche ist und daß die Sehnen zwischen den Werten $D_m/U = 0$ und $D_m/U = 1$ einerseits und $D_m/U = 1$ und $D_m/U = 3$ andererseits in logarithmischer Darstellung sich der von Korndörfer angegebenen Beziehung sehr gut anpassen. (Siehe Abb. 1). Hier ist natürlich als Wicklungsumfang für den Fall der Zylinderspule der Wert $2\,l$ und für den Fall der Flachspule der Wert $2\,(R - r) = 2\,d$ anzusehen. Aus dem oben Gesagten ergibt sich nun, daß die Formel von Korndörfer eine sehr weitgehende Anwendungsmöglichkeit hat, wenn man den Exponenten v stetig

---

[1]) Bull. Bureau of Stand. Vol. 8 Nr. 1 Washington 1911.

[2]) Zeitschr. f. techn. Phys. 1925, Heft 1.

[3]) Arch. Elektr. Bd. 3 (1915), 187.

[4]) E. T. Z. 1917, S. 251.

mit D_m/U verändert und somit geeignet ist zur Darstellung aller Wicklungsformen mit kreisrunder Wicklung. Es ist natürlich möglich, diese Abhängigkeit des Exponenten ν von D_m/U rechnerisch darzustellen, doch erhält man dann eine Funktion von folgendem Aussehen.

$$L = 10{,}5\; m^2 D_m (D_m/U)^{a(D_m/U)^b},$$

also eine sehr unhandliche Darstellung. Man kann aber obige Beziehung für Werte von D_m/U zwischen 0,2 und 3,0 durch folgende wesentlich einfachere Darstellung beschreiben

$$L = m^2 \cdot D_m \frac{23{,}2}{1{,}25\; l/D_m + 1},$$

wenn man sich mit einer Genauigkeit von $\pm$ 0,5 % für Zylinder-Flachspulen und $\pm$ 3 % für räumliche Spulenquerschnitte begnügt.

Nun zu der graphischen Darstellung, für die natürlich die obengenannten genaueren Werte be-

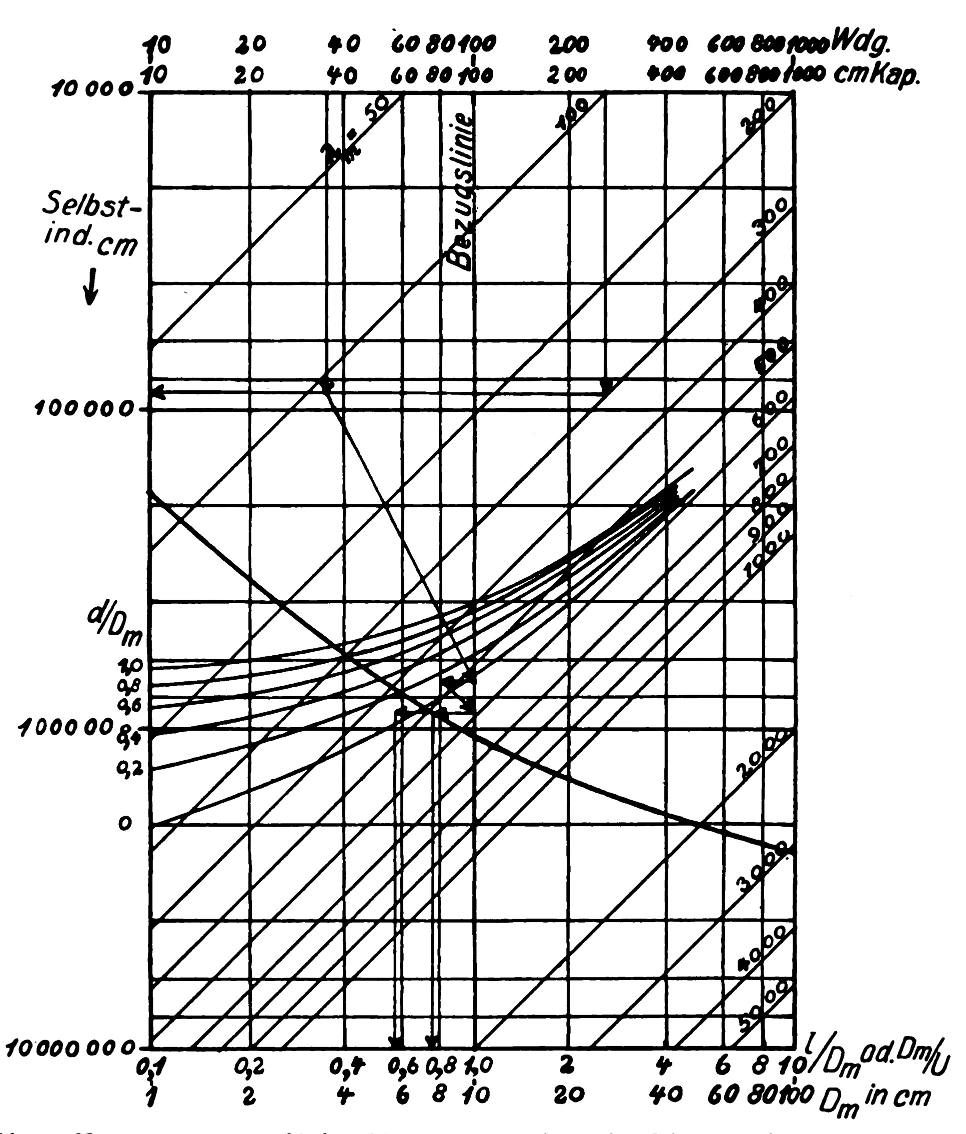


Abb. 1. Nomogramm zur graphischen Dimensionierung elektrischer Schwingungskreise. Maßstab 1 : 2.

nutzt wurden. In der Abb. 1 sieht man außer der obenerwähnten Darstellung noch eine Kurvenschar, die eine Auflösung der gleichen Werte für den Formfaktor ist in Abhängigkeit von der relativen Spulenlänge mit der relativen Spulendicke in radialer Richtung als Parameter. Wie ersichtlich, ist für die ganze Darstellung logarithmischer Maßstab gewählt. In der Horizontalen gilt der Maßstab für Kapazitäten in Zentimetern, für die Windungszahl (beides oben aufgetragen) und für den mittleren Spulendurchmesser in cm, sowie die Verhältnisse D_m/U und l/D_m (alle drei unten auf-

getragen), wogegen der vertikale Maßstab die Werte der Selbstinduktion in Zentimetern trägt. Der Formfaktor in seinen beiden Darstellungen ist nun so eingetragen, daß seine Werte die Größe der Selbstinduktion einer Spule von 100 Windungen mit einem mittleren Durchmesser von 10 cm angeben. Die Beziehung der **Thomson**-Formel ist in das gleiche Koordinatensystem eingetragen, so daß die Linien gleicher Wellenlänge in Abhängigkeit von Selbstinduktion und Kapazität zu Geraden unter 45^0 werden.

Es folgt nun ein Anwendungsbeispiel:

Gesucht wird eine Spulenform, die mit einer parallelen Kapazität von 260 cm eine Eigenwelle von 300 m ergibt.

Gehe bei 260 cm senkrecht herab bis zur Geraden $\lambda = 300$ m, vom Schnittpunkt horizontal bis zum Maßstab der Selbstinduktion, die mit 87000 cm ablesbar wird. Vom Schnitt der Horizontalen mit der gewählten Windungszahl 35 Wdg. ziehe eine Gerade mit der Neigung 2 : 1 bis zur Bezugslinie, vom Schnittpunkt mit ihr horizontal bis zum gewählten mittleren Durchmesser 8 cm, von da mit der Neigung 1 : 1 bis zur Bezugslinie. Eine neue Horizontale schneidet sowohl die Kurvenschar als auch die Einzelkurve. Liegt nun z. B. die radiale Dicke der Spule fest, so kann senkrecht unter dem Schnitt mit der Kurve, deren Parameter die radiale Dicke bedeutet (im Beispiel 0,1 also $d = 0{,}8$ cm) die relative Spulenlänge mit 0,58 abgelesen werden, oder aber es wird unter dem Schnitt mit der Einzelkurve das Verhältnis $D_m/U = 0{,}74$ abgelesen, das durch beliebige Wahl von Länge und Dicke verwirklicht werden kann. Auf umgekehrtem Wege kann die Eigenwelle einer vorliegenden Spule, deren parallel geschaltete Kapazität bekannt ist, in kurzer Zeit abgelesen werden, wenn die Länge, Dicke, mittlerer Durchmesser und Windungszahl bekannt ist und zwar mit einer Genauigkeit von im ungünstigsten Falle $\pm 1{,}7\,^0/_0$, die nur durch die Größe des Nomogramms beschränkt wird.[5])

Zusammenfassung.

Das Nomogramm zur Dimensionierung elektrischer Schwingungskreise wird entwickelt und der Gebrauch an einem Beispiel erläutert.

[5]) Nomogramme in der Größe 27×37 cm vertreibt die Hoboken-Presse, Fasanenstr. 13.

(Eingegangen am 16. November 1925.)

Feld einer kleinen Wechselstromschleife.

Von Otto Betz.

Inhalt: Ableitung der bekannten Feldformeln aus der tatordierten Potentialen.

Die **Hertz**sche Lösung der Feldgleichungen, die für die Ausbreitung elektromagnetischer Vorgänge von einem Erregungspunkte aus darstellt, lautet für den leeren Raum in vektorieller Form bekanntlich

$$\mathfrak{E} = \operatorname{grad}\operatorname{div}\left\{\frac{\mathfrak{p}\left(t-\frac{r}{c}\right)}{r}\right\} - \frac{1}{c^2}\,\frac{\mathfrak{p}''\left(t-\frac{r}{c}\right)}{r}\,, \quad (1)$$

$$\mathfrak{H} = \frac{1}{c}\operatorname{rot}\left\{\frac{\mathfrak{p}'\left(t-\frac{r}{c}\right)}{r}\right\}, \quad (2)$$

wobei $\mathfrak{p}$ das Dipolmoment bedeutet — d. i. Abstand der beiden Ladungen mal Größe positiver Ladung mit Richtung von negativer zu positiver Ladung — und $\mathfrak{p}'$ bzw. $\mathfrak{p}''$ die ersten bzw. zweiten Ableitungen nach der Zeit sind. Wegen der Symmetrie der beiden Feldgleichungen

$$\frac{1}{c}\,\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} = \operatorname{rot}\mathfrak{H}\,; \quad -\frac{1}{c}\,\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} = \operatorname{rot}\mathfrak{E} \quad (3)$$

gelten für das Feld eines magnetischen Dipols oder einer magnetischen Doppelschicht ebenfalls die Formeln (1) und (2), wenn man $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ vertauscht und an Stelle des Ladungsmomentes das Moment einer magnetischen Doppelschicht einführt; es werde mit $\mathfrak{m}$ bezeichnet. Ferner muß in Rücksicht auf die Vorzeichenunterschiede in den beiden Feldgleichungen (3) noch ein Wechsel des Vorzeichens bei $\mathfrak{E}$ eintreten. Eine nähere Begründung unterlasse ich, da es sich hier lediglich um einleitende Hinweise auf Bekanntes handelt. Die Gleichungen für das Feld einer magnetischen Doppelschicht lauten dann

$$\mathfrak{E} = -\frac{1}{c}\operatorname{rot}\left\{\frac{\mathfrak{m}'\left(t-\frac{r}{c}\right)}{r}\right\}, \quad (4)$$

$$\mathfrak{H} = \operatorname{grad}\operatorname{div}\left\{\frac{\mathfrak{m}\left(t-\frac{r}{c}\right)}{r}\right\} - \frac{1}{c^2}\,\frac{\mathfrak{m}''\left(t-\frac{r}{c}\right)}{r}. \quad (5)$$

Wegen Äquivalenz von Doppelschicht und Wirbellinie stellen die beiden Ausdrücke zugleich das Feld einer geschlossenen Wechselstrombahn dar, soweit die Stromschleife von dem Orte aus, für den wir das Feld wissen wollen, punktförmig erscheint, und des weiteren sehr klein gegen die Wellenlänge ist. Stellen doch die Formeln (4) und (5), wie die **Hertz**sche Lösung für den elektrischen Dipol [Formeln (1) und (2)], die Ausbreitung elektromagnetischer Vorgänge von einem **Erregungspunkte** aus dar. Der Zusammenhang zwischen Wechselstromschleife und Doppelschichtmoment $\mathfrak{m}$ ist folgender: Wenn $\mathfrak{f}$ Inhalt und Richtung der vom elektrostatisch gemessenen Strome

J umflossenen Fläche darstellt, so ist $\mathfrak{m} = \frac{\mathfrak{f} J}{c}$. Elektrostatisch gemessener Strom ist in dieser Beziehung eingeführt, nachdem den Gleichungen (1) bis (5) einem Gebrauche in der Feldtheorie folgend das Gausssche Maßsystem zugrunde liegt, in dem wie erinnerlich die Stromstärke definiert ist, als die pro Zeiteinheit durch den Leiterquerschnitt fließende Elektrizitätsmenge, deren Einheit diejenige Menge ist, die im von Materie und sonstiger Elektrizität freien Raum auf eine andere 1 cm entfernte gleich große Menge die Kraft 1 Dyn ausübt. Unter Richtung des Flächenvektors $\mathfrak{f}$ wird die Richtung der Flächennormalen verstanden, die sich beim Umlauf in der Stromrichtung um die umflossene Fläche wie die Fortschreitungsrichtung einer Rechtsschraube der durch den Umlaufssinn gegebenen Drehung zuordnet.

Die Hertzschen Lösungen fußen auf den Feldgleichungen (3), sowie den weiteren Bedingungen für den von Materie und Elektrizität freien Raum

$$\operatorname{div} \mathfrak{E} = 0; \quad \operatorname{div} \mathfrak{H} = 0. \tag{6}$$

Heinrich Hertz hat gezeigt, daß die Funktionen (1) und (2) dieses Maxwellsche Feldgleichungssystem befriedigen. Vergleiche dazu seine Untersuchungen über die Ausbreitung der elektrischen Kraft, Leipzig 1892; Ges. Werke 2, insbesondere S. 147, sowie Ann. d. Phys. **36** (1888), 1 oder etwa die von M. Abraham stammende Darstellung in vektorieller Zusammenfassung, wiedergegeben in seinem Lehrbuch „Theorie der Elektrizität", 1. Bd. 5. Aufl., S. 331.

Zur Gewinnung der Formeln (4) und (5) kann aber auch abweichend von dem Hertzschen Vorgehen — wie in dieser Arbeit gezeigt werden soll — von der Felddarstellung unter Vermittlung von Potentialen ausgegangen werden, die dem bekannten elektrostatischen Potential Φ zeitlich unveränderlicher und unbewegter Ladungen und dem Vektorpotential $\mathfrak{A}$ stationärer Ströme auf das nächste verwandt sind. Sie unterscheiden sich von diesen nur dadurch, daß in dem für sie vorliegenden Falle zeitlich veränderlicher Ladungen und Stöme nicht die jeweilige Dichte ϱ und $\mathfrak{i}$ der Elektrizität und der Strömung für die Potentialwerte in einem ins Auge gefaßten Raumpunkte in Rechnnng zu setzen ist, sondern diejenige Dichte, die an einem um so viel früheren Zeitpunkte an dem Sitze der Ladungen und Ströme herrschte, als die mit Lichtgeschwindigkeit erfolgende Ausbreitung elektromagnetischer Störungen braucht, um die Strecke zwischen dem Ort der Ladungen und Ströme und dem Punkte zu durchlaufen, für den die Potentiale zur Zeit t gesucht werden. Diese Zeitdifferenz beträgt r/c, wenn wie üblich und in den bisherigen Formeln bereits geschehen mit r die erwähnte Strecke und mit c die Lichtgeschwindigkeit bezeichnet wird. Demnach hat man für diese, meist wohl als retardierte Potentiale bezeichnete Rechengröße, folgende Ausdrücke:

$$\Phi = \int_v \frac{\varrho\left(t - \frac{r}{c}\right)}{r} dv, \tag{7}$$

$$\mathfrak{A} = \int_v \frac{\mathfrak{i}\left(t - \frac{r}{c}\right)}{r} dv, \tag{8}$$

ganz analog dem elektrostatischen Potential und Vektorpotential stationärer Ströme. Die retardierten Potentiale bieten so die gleichen anschaulichen Vorteile zur Gewinnung einer Übersicht über das elektromagnetische Feld wie die nicht retardierten Potentiale. Manchem mag auch eine Darstellung befriedigender und willkommener sein, bei der aasschließlich die elektrischen Ladungen und Ströme für die elektromagnetischen Zustände des Raumes verantwortlich erscheinen; der kausale Zusammenhang tritt hierbei klarer zutage, als in dem Maxwellschen Gleichungssystem. In vielen Fällen wird auch die Rechnung durch Benutzung der Potentiale wesentlich vereinfacht. Eine strenge Begründung der retardierten Potentiale ist z. B. gegeben in M. Abraham, Theorie der Elektrizität, 2. Band, 4. Aufl., S. 35—55. In der angelsächsischen technischen Literatur findet man diese Potentiale wegen der erwähnten Vorteile häufig angewandt. So hat, um ein Beispiel herauszugreifen, Stuart Ballantine in Proceedings of the Inst. of Radio Eng. **12** (1924), 823, das Strahlungsfeld einer Vertikalantenne für Wellenlängen unter der Grundwelle berechnet und daraus sowohl den Strahlungswiderstand als auch die Energieausbreitung bestimmt. Die Resultate sind vielfach in der deutschen Literatur bei Besprechung der überraschenden Ausbreitungserscheinungen extrem kurzer Wellen herangezogen worden.

Es folgt nun die schon angekündigte Ableitung der Feldformeln (4) und (5) aus den retardierten Potentialen. Das Verfahren ist ziemlich einfach, und nach meiner Kenntnis auch neu. Das elektrische und magnetische Feld bestimmt sich aus den Potentialen durch folgende Beziehungen:

$$\mathfrak{E} = -\operatorname{grad} \Phi - \frac{1}{c}\frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t},$$
$$\mathfrak{H} = \operatorname{rot} \mathfrak{A}.$$

Siehe dazu die vorher erwähnte Begründung der retardierten Potentiale bei M. Abraham. Ein Vergleich dieser beiden Ausdrücke für $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ mit den Formeln (1) und (2) für $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ zeigt der Gliederung und dem Inhalte nach eine enge Verwandtschaft. Um so bemerkenswerter scheint

es mir daher, daß auch beim Fehlen von Ladungen, wie bei der Wechselstromschleife, wo Φ verschwindet und so nur das Vektorpotential $\mathfrak{A}$ übrig bleibt, trotzdem die Ausdrücke (4) und (5) in dem charakteristischen Aufbau mit einem Gradienten einer skalaren Raumfunktion zum Vorschein kommen müssen. Es ist in unserem Falle nach Verschwinden von Φ

$$\mathfrak{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t}, \qquad (9)$$

$$\mathfrak{H} = \operatorname{rot} \mathfrak{A}. \qquad (10)$$

Für die Berechnung von $\mathfrak{A}$ an einem beliebigen Aufpunkte P (Abb. 1) beachte man, daß beim linearen

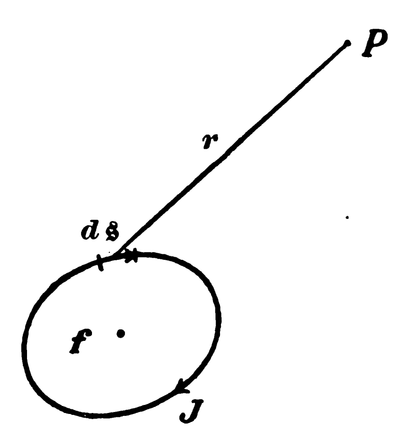


Abb. 1.

Strom das Integral der Stromdichte über jeden Leiterquerschnitt q gleich der Stromstärke J ist. Für ein infinitesimales Stück der Strombahn $q\,d\mathfrak{s}$ ist dann $\int\limits_v i\,dv = J\,d\mathfrak{s}$ nach Größe und Richtung.

Für die ganze geschlossene Strombahn wird daher

$$\mathfrak{A} = \frac{1}{c}\oint\frac{J\,d\mathfrak{s}}{r}.$$

Nach einem Satze der Vektorrechnung — vgl. z. B. Spielrein, Vektorrechnung 1916, S. 106 und 203, Aufgabe 84 — besteht die Beziehung

$$\oint \varphi\,d\mathfrak{s} = \int\limits_{\mathfrak{f}} [d\mathfrak{f}\operatorname{grad}\varphi],$$

die aus dem Stokeschen Satze

$$\oint \mathfrak{A}\,d\mathfrak{s} = \int\limits_{\mathfrak{f}} \operatorname{rot}\mathfrak{A}\cdot d\mathfrak{f}$$

gefolgert werden kann.

Das Vektorpotential unserer Wechselstromschleife wird dann

$$\mathfrak{A} = \frac{1}{c}\oint\frac{J}{r}\,d\mathfrak{s} = \frac{1}{c}\int\limits_{\mathfrak{f}}\left[d\mathfrak{f}\operatorname{grad}\frac{J}{r}\right].$$

Im Sinne der Hertzschen Lösung haben wir eine punktförmige Erregungsquelle vorauszusetzen und müssen somit das Kurvenintegral auf einen Punkt zusammenziehen, wobei jedoch das Produkt $\mathfrak{f}J$ einen endlichen Wert behalten soll. Der Flächenintegralausdruck rechts kann nun für unendlich kleines $\mathfrak{f}$ geschrieben werden

$$\left[\mathfrak{f}\operatorname{grad}\frac{J}{r}\right].$$

Nach einem weiteren Satze der Vektorrechnung ist das Vektorprodukt eines räumlich konstanten Vektors (im vorliegenden Falle $\mathfrak{f}$) mit dem Gradienten einer skalaren Raumfunktion (im vorliegenden Falle J/r) gleich der negativ genommenen Rotation des Produktes aus dem konstanten Vektor mit der skalaren Größe.[1]) Für das Vektorpotential hat man so

$$\mathfrak{A} = \frac{1}{c}\oint\frac{J}{r}\,d\mathfrak{s} = \frac{1}{c}\left[\mathfrak{f}\operatorname{grad}\frac{J}{r}\right] = -\frac{1}{c}\operatorname{rot}\left(\mathfrak{f}\frac{J}{r}\right),$$

oder nach Einführung des magnetischen Momentes $\mathfrak{m}c = \mathfrak{f}J$ (wie oben)

$$\left.\begin{aligned}\mathfrak{A} &= -\frac{1}{c}\operatorname{rot}\frac{c\,\mathfrak{m}}{r}\left(t-\frac{r}{c}\right)\\ &= -\operatorname{rot}\frac{\mathfrak{m}}{r}\left(t-\frac{r}{c}\right).\end{aligned}\right\} \qquad (11)$$

Um hieraus $\mathfrak{H}$ zu gewinnen, muß nach (10) die Rotation dieses Ausdrucks im Aufpunkt P, für den wir das Feld wissen wollen, gebildet werden. In unserem Vektorpotentialausdruck erscheint bereits das Rotationssymbol. Doch sind wir zu solcher Beziehung durch Umformung eines im Erregungsgebiet zu bildenden Integrals über eine geschlossene Kurve (die Strombahn) gelangt. Der räumliche Differentiationsausdruck (rot) beim Vektorpotential (11), bezieht sich also auf das Erregungsgebiet und nicht auf den Aufpunkt.

Die Beziehung auf den Aufpunkt wie in der Formel (10) muß für das Vektorpotential (11) noch hergestellt werden, damit die zweimalige Rotation für einen und denselben Punkt und zwar den Aufpunkt gilt. Es genügt hierzu einfach ein Wechsel des Vorzeichens der Gleichung (11), die nunmehr lautet

$$\mathfrak{A} = \operatorname{rot}\left\{\frac{\mathfrak{m}}{r}\left(t-\frac{r}{c}\right)\right\} \qquad (12)$$

(siehe dazu etwa M. Abraham, Theorie der Elektrizität, 1. Band, 5. Aufl., S. 45).

[1]) Es ist $\operatorname{rot}(\mathfrak{C}\varphi) = [\nabla(\mathfrak{C}\varphi)] = \varphi[\nabla\mathfrak{C}] - [\mathfrak{C}\operatorname{grad}\varphi]$. Bei Voraussetzung räumlicher Konstanz von $\mathfrak{C}$ wird der erste der beiden Summanden rechts $\varphi[\nabla\mathfrak{C}]$ Null, und es bleibt die in Worten ausgedrückte Beziehung des Textes $[\mathfrak{C}\operatorname{grad}\varphi] = -\operatorname{rot}(\mathfrak{C}\varphi)$.

Nach (10) und (9) wird jetzt[2])

$$\mathfrak{H} = \text{rot}\,\mathfrak{A} = \text{rot rot}\left\{\frac{\mathfrak{m}}{r}\left(t - \frac{r}{c}\right)\right\}$$

$$= \text{grad div}\left\{\frac{\mathfrak{m}}{r}\left(t - \frac{r}{c}\right)\right\} - \nabla^2\left\{\frac{\mathfrak{m}}{r}\left(t - \frac{r}{c}\right)\right\}$$

$$= \text{grad div}\left\{\frac{\mathfrak{m}}{r}\left(t - \frac{r}{c}\right)\right\} - \frac{1}{c^2}\frac{\mathfrak{m}''}{r}\left(t - \frac{r}{c}\right\}$$

$$\mathfrak{E} = \frac{1}{c}\frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t} = -\frac{1}{c}\,\text{rot}\left\{\frac{\mathfrak{m}'}{r}\left(t - \frac{r}{c}\right)\right\},$$

womit wir uns in Übereinstimmung mit den auf Grund anderen Vorgehens[3]) gewonnenen Formeln (5) und (4) befinden, was zu zeigen die Absicht dieser Ausführungen war. Wesentlich für den Zusammenhang ist, daß das Linienintegral einer skalaren Raumfunktion über eine geschlossene Kurve in gewisser Analogie mit dem Stokeschen Satze als Rotation eines Vektors dargestellt werden konnte, wodurch dann für das magnetische Feld die Differentiation rot rot und damit auch wieder die Operation grad auftrat.

[2]) Bekanntlich ist $\text{rot rot}\,\mathfrak{A} = [\nabla(\nabla\,\mathfrak{A})] = \nabla(\nabla\,\mathfrak{A}) - \nabla^2\mathfrak{A} = \text{grad div}\,\mathfrak{A} - \nabla^2\mathfrak{A}$, ferner ergibt die Ausrechnung von $\nabla^2\left\{\frac{\mathfrak{m}\left(t - \frac{r}{c}\right)}{r}\right\}$ den Ausdruck $\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left\{\frac{\mathfrak{m}\left(t - \frac{r}{c}\right)}{r}\right\}$.

[3]) Wegen der grundsätzlichen inneren Verwandtschaft beider Verfahren vgl. auch Enc. d. math. Wissenschaften, V. 2, Heft 3, S. 492, Anm. 8.

(Eingegangen am 15. November 1925.)

Über die mechanischen Vorgänge im Ziehkanal beim Ziehen von Drähten.

Von E. Siebel.

Inhalt: Längs- und Querspannungen beim reibungsfreien Ziehvorgang. Spannungsverteilung in der Ziehdüse. Berechnung des Reibungseinflusses. Der wirkliche Verlauf des Ziehvorganges.

Die gleichlautende Arbeit von R. Becker[1]), bringt in ihrem theoretischen Teil Gedankengänge, welche sich vervollständigen lassen und dann ein Bild der Spannungsverteilung im Ziehkanal ergeben.

In nachstehender Berechnung sind folgende Bezeichnungen benutzt:

F_0 Drahtquerschnitt vor der Düse,
F Drahtquerschnitt in der Düse,
F_1 Drahtquerschnitt hinter der Düse,
l_0, l und l_1 die betreffenden Längen ein und desselben Drahtstücks vor, während und nach der Formänderung,
σ_h Längsspannung in der Düse,
σ_1 Längsspannung hinter der Düse,
σ_n Querspannung in der Düse,
k_f Formänderungsfestigkeit,
Z Ziehkraft.

[1]) Zeitschr. f. techn. Phys. 6 (1925), 298.

Nimmt man den Energiesatz zum Ausgang der Betrachtung so muß die in einem beliebigen Querschnitt der Düse durch die Längsspannungen geleistete Arbeit der Energiemenge gleich sein, die zu der entsprechenden Formänderung benötigt wird, wenn diese auf irgendeine andere Weise zur Durchführung kommt. Als Vergleichsarbeit benutzt man zweckmäßig diejenige des einfachsten Formänderungsvorgangs, also die der Streckung durch einachsigen Zug. Für die bildsame Formänderung gelte fernerhin das Mohrsche Gesetz, das besagt, daß bei einem plastischen Körper Fließen eintritt, sobald die Differenz zweier Hauptspannungen die Höhe der Formänderungsfestigkeit erreicht. Für den Ziehvorgang angewandt ergibt sich alsdann unter der Annahme, daß Längs- und Querspannungen Hauptspannungen sind

$$\sigma_h - \sigma_n = k_f. \tag{1}$$

Bei der Streckung durch einfachen Zug ist die Querspannung $\sigma_n = 0$, so daß die Formänderungsarbeit (A) bei einer Längsänderung des betrachteten Drahtstücks von l_0 auf l beträgt

$$A = \int_{l_0}^{l} F \cdot dl \cdot k_f. \tag{2}$$

Da F wegen der Volumenkonstanz $= F_0 \cdot \frac{l_0}{l}$ gesetzt werden kann, ergibt sich

$$\left.\begin{aligned} A = \int_{l_0}^{l} F_0 \cdot l_0 \cdot k_f \cdot \frac{dl}{l} &= F_0 \cdot l_0 \cdot k_f \cdot \ln\frac{l}{l_0} \\ &= F \cdot l \cdot k_f \cdot \ln\frac{F_0}{F}. \end{aligned}\right\} \tag{2a}$$

Die beim Ziehen von den Längsspannungen geleistete Arbeit ist aber

$$A = F \cdot \sigma_h \cdot l. \tag{3}$$

Setzt man beide Ausdrücke einander gleich so ergibt sich:

$$F \cdot \sigma_h \cdot l = F \cdot l \cdot k_f \cdot \ln\frac{F_0}{F}$$

oder

$$\sigma_h = k_f \cdot \ln\frac{F_0}{F}. \tag{4}$$

Will man eine nicht logarithmische Näherungsgleichung aufstellen, so benutzt man am zweckmäßigsten die für kleine Querschnittsabnahmen geltende Beziehung:

$$\ln \frac{F_0}{F} = \sim \left| \frac{\Delta F}{F} \right|_{F_0}^{F} = \sim \frac{F_0 - F}{F} = \sim \frac{F_0 - F}{F_0}.$$

Im Geltungsbereich dieser Näherungsformel wird alsdann

$$\sigma_h = \sim \frac{F_0 - F}{F} \cdot k_f. \qquad (5)$$

Besonders einfach wird in diesem Falle der Ausdruck für die Ziehkraft, nämlich

$$Z = \sigma_h \cdot F_1 = \sim (F_0 - F_1) \cdot k_f. \qquad (6)$$

Die Ziehkraft ist also angenähert proportional dem Produkt aus Querschnittsabnahme und der Formänderungsfestigkeit. Letztere Größe stellt den Widerstand dar, den das betreffende Material unter den entsprechenden Temperaturverhältnissen und bei der jeweiligen Formänderungsgeschwindigkeit der bildsamen Formänderung entgegensetzt. Meist kann die Formänderungsfestigkeit bei normalen Ziehbedingungen der Zerreißfestigkeit gleichgesetzt werden.

Gleichung (4) und (5) gestatten an jeder Stelle der Ziehdüse die Längsspanung zu berechnen. Längs- und Querkraft sind aber gemäß Gl. (1) voneinander abhängig. Die Querspannung ergibt sich somit zu

$$\left.\begin{aligned} -\sigma_n = k_f - \sigma_h &= k_f \cdot \left(1 - \ln \frac{F_0}{F}\right) \\ &= \sim k_f \cdot \frac{F}{F_0}. \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

Es ergibt sich nunmehr in der Düse eine Spannungsverteilung gemäß Abb. 1. Während die

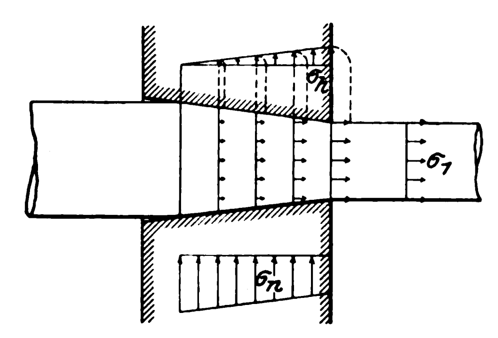


Abb. 1. Spannungsverteilung in einer Ziehdüse.

Längsspannungen vom Düseneintrittsquerschnitt bis zum Austrittsquerschnitt von Null bis $k_f \cdot \frac{F_0 - F_1}{F_1}$ steigen, sinken die Querspannungen von k_f auf $k_f \cdot \frac{F_1}{F_0}$ ab.

In ähnlicher Weise kann man vorgehen, wenn man die Spannungsverteilung unter Berücksichtigung der Wandreibung ermitteln will. Wir betrachten ein sehr kurzes Drahtstück vom Ausgangsquerschnitt F_0 und der Anfangslänge l_0. Bei genügender Kürze können wir dasselbe gemäß Abb. 2 durch seine Mittelfläche vom Umfange U darstellen. Die an dem Drahtstück angreifenden

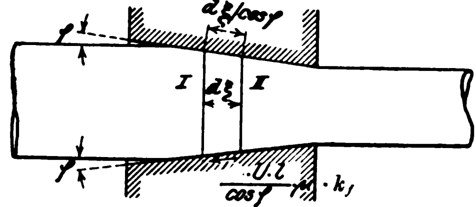


Abb. 2. Reibungskräfte im Ziehkanal.

Reibugskräfte sind in der Abbildung eingezeichnet, wobei der Reibungswiderstand an der Düsenwandung $= \mu \cdot k_f$ gesetzt ist. Bei einer Verschiebung um $d\xi$ aus Stellung I in Stellung II tritt dabei folgender Arbeitsverbrauch auf

$$dA = \underbrace{dF \cdot l \cdot k_f}_{\text{Formänd.-Arbeit}} + \underbrace{\frac{Ul}{\cos\varphi} \cdot \mu \cdot k_f \cdot \frac{d\xi}{\cos\varphi}}_{\text{Reibungs-Arbeit}}.$$

($2 \cdot \varphi =$ Düsenöffnungs∢, $\mu =$ Reibungskoeffizient)

Führt man in diese Gleichung ein

$$\frac{U \cdot d\xi}{\operatorname{ctg}\varphi} = dF \quad \text{und} \quad l = \frac{F_0 \cdot l_0}{F},$$

so erhält man in Analogie zu Gleichung (2a) für die Gesamtformänderungs- und Reibungsarbeit bis zum Querschnitt F den Ausdruck

$$A = F_0 \cdot l_0 \int_{F_0}^{F} \frac{dF}{F} \cdot \left(k_f + k_f \cdot \frac{\mu}{\sin\varphi \cdot \cos\varphi}\right) \cdot \qquad (8)$$

Auch hier muß die Gesamtformänderungsarbeit der durch die Längsspannung σ_h geleisteten Arbeit gleich sein, so daß sich für die jeweilige Längsspannung der Ausdruck ergibt:

$$\left.\begin{aligned} \sigma_h &= \int_{F_0}^{F} \frac{dF}{F} \cdot \left(k_f + \sigma_n \cdot \frac{\mu}{\sin\varphi \cdot \cos\varphi}\right) \\ &= (\ldots) \cdot \ln \frac{F_0}{F}. \end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

Mit

$$\frac{1}{\sin\varphi \cdot \cos\varphi} = \operatorname{tg}\varphi + \operatorname{ctg}\varphi$$

erhält man

$$\sigma_h = k_f \cdot (1 + \mu \cdot \operatorname{ctg}\varphi + \mu \cdot \operatorname{tg}\varphi) \cdot \ln \frac{F_0}{F}, \qquad (10)$$

und in erster Annäherung, da $\operatorname{tg}\varphi$ bei der schlanken Form einer Ziehdüse sehr klein ist, unter Benutzung des Näherungswertes für $\ln \frac{F_0}{F}$



$$\sigma_h = \frac{F_0 - F}{F} \cdot k_f \cdot (1 + \mu \cdot \mathrm{ctg}\, \varphi), \quad (11)$$

und entsprechend

$$\sigma_n = \frac{F}{F_0} \cdot k_f \cdot (1 + \mu \cdot \mathrm{ctg}\, \varphi). \quad (12)$$

Es ergibt sich also für die untersuchte Düse genau die gleiche Spannungsverteilung, wie sie für die reibungslose Formänderung gefunden wurde (vgl. Abb. 1), nur daß überall an Stelle der Formänderungsfestigkeit k_f der Formänderungswiderstand $k_f \cdot (1 + \mu \cdot \mathrm{ctg}\, \varphi)$ auftritt.

Zur Kritik der vorstehend aufgestellten Beziehungen ist zu bemerken, daß dieselben auf der Annahme beruhen, daß sich die Längsspannung σ_h überall gleichmäßig über den ganzen Querschnitt verteilt. In Wirklichkeit ist diese Annahme nicht zutreffend. Die Längsspannungen sind vielmehr in der Drahtmitte am stärkten und nehmen nach den Wandungen zu ab, während die Verteilung der Querspannungen sich umgekehrt gestaltet. In entsprechender Weise treten Schubspannungen und Verschiebungen in Richtung der Drahtachse auf. Infolgedessen verlagert sich die Oberfläche des Ziehgutes gegenüber dem Kern entgegen der Ziehrichtung gemäß Abb. 3. Diese

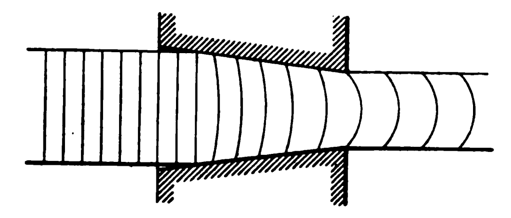


Abb. 3. Querschnittsverlagerung im Ziehkanal.

Erscheinungen treten um so stärker auf, je größer der Reibungskoeffizient μ und der Düsenwinkel φ sind. Sie können zum sogenannten „Überziehen" führen, wobei es im Kerne des Drahtes zu Materialtrennungen kommt. Es ist so einer Vergrößerung des $\sphericalangle \varphi$, welche gemäß Gleichung (11) zu einer Verringerung der Zieharbeit führen müßte, praktisch sehr schnell eine Grenze gezetzt. Ein Material zeigt sich dabei gegen eine Vergrößerung des Düsenwinkels um so empfindlicher, je spröder es ist, da alsdann die stärkere Ungleichmäßigkeit in der Spannungsverteilung um so eher zu Anrissen führt.

Zusammenfassung.

Vom Energiesatz ausgehend wird die Spannungsverteilung in einer Ziehdüse unter der Annahme berechnet, daß sich d e Längsspannungen überall gleichmäßig über den Querschnitt des Ziehgutes verteilen. Es ergibt sich dabei ein allmähliches Anwachsen der Längsspannung von Null beim Eintritt in den Ziehkanal bis auf einen Höchstwert im Austrittsquerschnitt. Die Querspannungen sinken entsprechend von der Größe des Formänderungswiderstandes bis auf einen Mindestwert am Austrittsquerschnitt ab. Der in der Ziehdüse in Wirklichkeit vorhandene Spannungszustand und die daraus sich ergebenden Erscheinungen werden erörtert.

(Eingegangen am 20. Oktober 1925.)

Gibt es einen Unterschied zwischen Stoßerregung und Aussiebung von Oberschwingungen beim ruhenden Frequenzwandler?

Von Rich. Kümmich.

Inhalt: Über die prinzipiellen Vorgänge bei der Frequenzvervielfachung durch ruhende Wandler bestehen zwei verschiedene Ansichten; die eine Seite behauptet, daß es sich um eine Aussiebung von Oberschwingungen (auch Selektion höherer Harmonischer genannt), die andere, daß es sich um eine Stoßerregung handelt. Es wird nachgewiesen, daß der physikalische Vorgang durchaus eindeutig ist und durch beide Auffassungen — die sich nur scheinbar widersprechen — erklärt werden kann.

I. Einleitung:

Es ist bekannt, daß ein schwingungsfähiges, gedämpftes System auf einen Stoß (z. B. Anschalten oder Abschalten einer Gleichspannung, wenn es sich um einen elektrischen Schwingungskreis handelt) derart reagiert, daß es Schwingungen in seiner Eigenfrequenz ausführt, die mit der Zeit exponentiell verklingen. Es ist ferner bekannt, daß dasselbe System, wenn ein sinusförmiger, periodischer Zwang darauf ausgeübt wird (z. B. Anschalten einer Wechselspannung), nach einiger Zeit nur noch erzwungene Schwingungen mit der Zwangsfrequenz ausführt; hat die Zwangsschwingung mehrere Frequenzen, so sind diese auch in der erzwungenen Schwingung enthalten.

Wenn nun auf das schwingungsfähige System ein stoßartiger, aber periodischer Zwang ausgeübt wird, führt es dann im stationären Zustand gedämpfte Eigenschwingungen oder erzwungene Schwingungen mit den Frequenzen aus, in die der periodische Stoß zerlegt werden kann?

Es ist einerseits nicht einzusehen, warum der Schwingungsvorgang prinzipiell anders verlaufen soll, wenn der Stoß — auch wenn er nicht ganz „ideal" ist — sich nach einiger Zeit wiederholt, insbesondere, wenn die Dämpfung so groß ist, daß die Schwingungen fast ganz verklungen sind, bis der nächste Stoß erfolgt. Andererseits muß man aber auch zugeben, daß der Vorgang als erzwungene Schwingung aufgefaßt werden kann, da ja jede zeitlich periodische Funktion — abgesehen von praktisch unmöglichen Grenzfällen — in eine Reihe von Sinus- bzw. Cosinus-Schwingungen zerlegt werden kann.

Diese Frage tritt z. B. auf, wenn man die Vorgänge bei der Frequenzvervielfachung mittels stark gesättigter Eisentransformatoren untersucht. An einem Schwingungskreis liegt die Spannung des mit Wechselstrom gespeisten Transformators, deren zeitlicher Verlauf mit zunehmender Sättigung immer mehr den Charakter von periodischen Stößen annimmt. Es ist nun ein großer Streit darüber entstanden, ob der angeschlossene Schwingungskreis gedämpfte Eigenschwingungen ausführt, die von den Stößen immer wieder neu angeregt werden (Prinzip der Stoßerregung), oder ob es sich dabei um erzwungene Schwingungen verschiedener Frequenzen (Oberschwingungen) handelt, wobei durch Abstimmung eine davon besonders bevorzugt wird (Prinzip der Selektion höherer Harmonischer).

Nun ist es allerdings für die Praxis völlig gleichgültig, ob die eine oder die andere Behauptung richtig ist, denn hier kommt es nur auf die bei der Ausführung verwendeten Mittel an, und diese sind in beiden Fällen genau dieselben. Wenn also in letzter Zeit die Frage nach der Deutung der Vorgänge in den Vordergrund gestellt wurde, so geschah dies in völliger Verkennung der Sachlage; das Interesse an dieser Frage ist vielmehr theoretischer Art, und von diesem Standpunkt aus möge hier zu dem Streit um die Deutung Stellung genommen werden. Der Streit wurde in der Hauptsache mit gefühlsmäßigen Argumenten auf Grund physikalischer Vorstellungen geführt; in neuerer Zeit hat jedoch O. Emersleben[1]) eine mathematische Untersuchung, betitelt „Theorie der Frequenzvervielfachung mittels Oberschwingungen und durch Stoßerregung", angestellt, worin er zu beweisen versucht, daß es sich bei diesen beiden Methoden um zwei prinzipiell verschiedene physikalische Vorgänge handelt, die nicht ineinander übergehen können. Das Kriterium für die eine oder andere Art erblickt Emersleben darin, ob die verzerrte Spannungskurve zweimal nach der Zeit differenzierbar ist oder nicht. Demnach würde also eine winzig kleine Änderung in der Spannungskurve (z. B. Abrundung von Ecken) genügen, um sprungweise von der einen Art in die andere zu gelangen, was höchst unwahrscheinlich ist. Daß übrigens auch bei der Stoßerregung ausgerechnet die Harmonischen der Maschinenfrequenz als Sekundärfrequenzen gewählt werden müssen, legt an sich schon die Vermutung nahe, daß hier ein innerer Zusammenhang bestehen muß. Der Zweck dieser Arbeit ist, auf mathematischem Wege zu beweisen, daß es sich bei den beiden Methoden zur Frequenzvervielfachung gar nicht um zwei verschiedene physikalische Vorgänge, sondern nur um zwei verschiedene Darstellungen ein und desselben Vorgangs handelt, wobei allerdings bei Annäherung an bestimmte Grenzfälle die eine oder andere Darstellung für das Verständnis geeigneter sein kann. Ferner wird gezeigt, daß insbesondere auch alle physikalischen Folgerungen, die sich aus der einen oder anderen Darstellung ergeben, absolut identisch sind.

[1]) Jahrbuch der drahtl. Telegr. Bd. 24, Heft 5, S. 105.

II. Widerlegung des Beweises von Emersleben:

Emersleben geht von der Schaltung Abb. 1 aus und untersucht zunächst die Spannung, die sich dem Kreis II aufdrückt; er bezeichnet sie

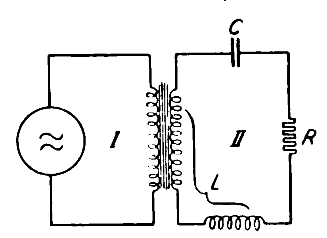


Abb. 1. Prinzipielles Schaltschema für Frequenzvervielfachung.

mit $v(t)$. $v(t)$ ist wegen der Verzerrung durch das Eisen nicht sinusförmig und kann nach einer Fourierschen Reihe

$$v(t) = \sum_n v_n \cos(n\omega t + \varphi_n)$$

zerlegt werden, vorausgesetzt, daß die Funktion $v(t)$ zweimal differenzierbar, und die zweite Ableitung $v''(t)$ von beschränkter Schwankung ist.

Emersleben beruft sich dabei auf neuere Untersuchungen von E. Hilb und M. Riesz.[2]) Das angeführte Kriterium ist allerdings hinreichend, aber durchaus nicht notwendig. In der zitierten Arbeit ist nämlich weiterhin wörtlich angegeben:

„Es genügt aber, und zwar auch noch für absolute Konvergenz, viel weniger, z. B. daß die Funktion stetig sei und eine stückweise stetige Ableitung besitze."[3]) (Diese Feststellung ist weiter unten sehr wichtig).

Der im Kreis II fließende Strom i wird durch das Induktionsgesetz bestimmt:

$$L\frac{di}{dt} + Ri + \frac{Q}{C} = v(t) \quad \text{mit} \quad i = \frac{dQ}{dt} \qquad (1)$$

(Q bezeichnet die elektrische Ladung).

Die in dieser Differentialgleichung vorkommenden Größen sind durchweg physikalische Größen,

[2]) E. Hilb und M. Riesz, „Neuere Untersuchungen über trigonometrische Reihen". Enzyklopädie der math. Wissenschaften, Bd. II, Heft 8 (1924), 3.

[3]) Hilb und Riesz, a. a. O., § 4, letzter Satz, S. 1194.

nämlich die (meßbaren) Spannungen an der Spule, am Widerstand und am Kondensator.

Emersleben hat als Ausgangsgleichung die differenzierte Gleichung:

$$L\frac{d^2 i}{d t^2} + R\frac{d i}{d t} + \frac{i}{C} = \frac{d v(t)}{d t} \qquad (2)$$

gewählt.

Die einzelnen Glieder sind keine physikalischen Größen mehr. Diese Umformung ist für die Lösung brauchbar, wenn $\frac{dv(t)}{dt}$ bezüglich seiner Differenzierbarkeit und seiner Darstellbarkeit durch Fouriersche Reihen dieselben Eigenschaften aufweist wie $v(t)$ selbst.

Um zu beweisen, daß bei einer stoßartigen Spannung die Darstellung durch Oberschwingungen nicht möglich ist, wählt Emersleben eine

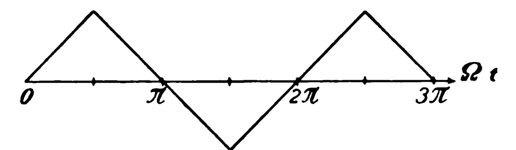


Abb. 2. Beispiel für eine stoßartige Spannung.

Spannung von der Form Abb. 2. Geht man vom Induktionsgesetz aus, das man in der Form

$$L\frac{d^2 Q}{d t^2} + R\frac{d Q}{d t} + \frac{Q}{C} = v(t) \qquad (1\,a)$$

schreiben kann, so steht auf der rechten Seite eine Funktion, die stetig ist und eine stückweise stetige Ableitung besitzt.

Also ist sie nach einer Fourierschen Reihe zerlegbar. Man findet in üblicher Weise Q, $i = \frac{d Q}{d t}$ und $\frac{d i}{d t} = \frac{d^2 Q}{d t^2}$, alle drei Reihen konvergieren absolut, die Lösung ist einwandfrei.

Emersleben geht, wie schon erwähnt, von der differenzierten Gleichung:

$$L\frac{d^2 i}{d t^2} + R\frac{d i}{d t} + \frac{i}{C} = \frac{d v(t)}{d t} \qquad (2)$$

aus. Jetzt steht auf der rechten Seite eine Funktion, die nicht mehr stetig ist, sondern in jeder Periode zwei Unstetigkeitsstellen hat. Diese Funktion ist nicht ohne weiteres nach einer Fourierschen Reihe zerlegbar, denn an den Unstetigkeitsstellen tritt dann die Gibbssche Erscheinung[4]) auf. Da hier die Reihen für $\frac{d v(t)}{d t}$ und $\frac{d^2 i}{d t^2}$ nicht gleichmäßig konvergieren, diese beiden Glieder aber in der Differentialgleichung vorkommen, so schließt nun Emersleben, daß die Lösung für i falsch ist. Diese beiden Glieder haben aber gar keine physikalische Bedeutung, und die Reihen für i und $\frac{d i}{d t}$ konvergieren absolut und sind dieselben wie die aus der ursprünglichen Differentialgleichung (1 a) ermittelten. Die Lösung für i ist daher unbedingt richtig. In solchen Fällen darf man eben die Gleichung für das Induktionsgesetz nur mit Vorsicht differenzieren!

Ein ganz ähnliches Verhalten zeigt auch eine Spannungsform nach Abb. 3, die der in Wirklich-

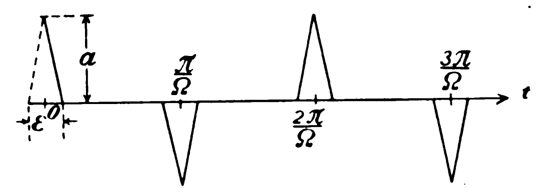


Abb. 3. Spannung am Frequenzwandler.

keit auftretenden ziemlich nahe kommt. Die Reihen für Q, i und $\frac{d i}{d t}$ lauten ganz ähnlich und konvergieren absolut, denn auch diese Funktion ist stetig und hat eine stückweise stetige Ableitung. Der Verlauf des Stromes läßt sich demnach ohne weiteres durch Fouriersche Reihen, physikalisch also durch Grund- und Oberschwingungen, darstellen! Dabei kann man sich dem „idealen Stoß", der dadurch definiert ist, daß eine ∞ große Spannung ∞ kurze Zeit einwirkt, beliebig nähern, z. B. dadurch, daß man die Basis ε des Dreiecks (Stoßdauer) unter gleichzeitiger Vergrößerung der Höhe a (Maximalspannung) verkleinert; die absolute Konvergenz wird nicht beeinträchtigt, solange die Stoßdauer von endlicher Kleinheit bleibt. Da aber alle in Wirklichkeit vorkommenden Spannungen diese Bedingung erfüllen, kann man also das Prinzip der Frequenzvervielfachung mit ruhenden Wandlern allgemein als eine Selektion der Harmonischen auffassen.

III. Zusammenhang der „Stoßerregung" mit der Selektion der Harmonischen.

Emersleben benutzt dann, um zu der Stoßerregung zu gelangen, eine andere Lösungsmethode für die Differentialgleichung der erzwungenen Schwingung, nämlich die mittels einer Greenschen Funktion.[5]) Da diese Lösung nicht sehr

[4]) Die Abweichung beträgt übrigens nur etwa 9%, und die Reihenentwicklung ist in der Praxis in vielen Fällen mit Erfolg angewandt worden (z. B. A. Sommerfeld: „Zur Theorie der Lichtbogenschwingungen bei Wechselstrombetrieb". Sitzungsberichte der Kgl. Bayr. Akademie der Wissenschaften mathematisch physikalischer Klasse 1914, S. 261.

[5]) Madelung, Die math. Hilfsmittel des Physikers (Berlin 1922), S. 81.

bekannt ist, möge hier auch ihre Ableitung angegeben werden: Für die allgemeine Differentialgleichung zweiter Ordnung mit konstanten Koeffizienten

$$\frac{d^2y}{dt^2} + a\frac{dy}{dt} + by = f(t) \tag{3}$$

kann man als Lösung ansetzen:

$$y = \int_{-\infty}^{t} f(\tau)\cdot\varphi(t-\tau)\,d\tau\,. \tag{4}$$

Probe:

$$\frac{dy}{dt} = f(t)\cdot\varphi(0) + \int_{-\infty}^{t} f(\tau)\cdot\frac{\partial}{\partial t}\varphi(t-\tau)\,d\tau$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{df(t)}{dt}\cdot\varphi(0) + f(t)\cdot\frac{\partial\varphi}{\partial t}(0) + \int_{-\infty}^{t} f(\tau)\cdot\frac{\partial^2}{\partial t^2}\varphi(t-\tau)\,d\tau\,.$$

Eingesetzt ergibt sich:

$$\left.\begin{aligned} f(t) &= \left[\frac{df(t)}{dt} + a f(t)\right]\cdot\varphi(0) + f(t)\cdot\frac{\partial\varphi}{\partial t}(0) \\ &+ \int_{-\infty}^{t} f(\tau)\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} + a\frac{\partial\varphi}{\partial t} + b\varphi\right)d\tau\,. \end{aligned}\right\} \tag{3a}$$

Die Gleichung läßt sich erfüllen mit:

1. $\varphi(0) = 0$.
2. $\frac{\partial\varphi}{\partial t} = 1$,
3. $\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} + a\frac{\partial\varphi}{\partial t} + b\varphi = 0$.

Damit ergibt sich:

$$\varphi(t) = \frac{e^{-\frac{a}{2}t}}{\sqrt{a^2-4b}}\left\{e^{t\sqrt{\frac{a^2}{4}-b}} - e^{-t\sqrt{\frac{a^2}{4}-b}}\right\}. \tag{5}$$

Im Falle von Schwingungen ist $a^2 < 4b$; dann hat man, wenn

$$\sqrt{\frac{a^2}{4} - b} = i\,\omega_0 \ (\omega_0 = \text{Eigenfrequenz})$$

$$\text{und } \frac{a}{2} = \delta$$

gesetzt wird,

$$\varphi(t) = \frac{1}{\omega_0}\cdot e^{-\delta t}\cdot\sin\omega_0 t\,. \tag{5a}$$

Somit heißt die Lösung:

$$y = \frac{1}{\omega_0}\int_{-\infty}^{t} f(\tau)\cdot e^{-\delta(t-\tau)}\cdot\sin\omega_0(t-\tau)\,d\tau\,. \tag{6}$$

Für die für uns maßgebende Differentialgleichung:

$$\frac{d^2Q}{dt^2} + \frac{R}{L}\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{LC} = \frac{1}{L}v(t) \tag{1a}$$

würde man also, wenn man entsprechend

$$\frac{R}{2L} = \delta \quad\text{und}\quad \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}} = \omega_0 \ \text{(Eigenfrequenz)}$$

setzt, als Lösung erhalten:

$$Q(t) = \frac{1}{L\omega_0}\int_{-\infty}^{t} v(\tau)\cdot e^{-\delta(t-\tau)}\cdot\sin\omega_0(t-\tau)\,d\tau\,. \tag{7}$$

Diese Lösung ist ziemlich allgemein, denn sie liefert sowohl die Einschaltvorgänge als auch den stationären Zustand. Sie entspricht auch ganz gut der physikalischen Vorstellung, indem sie alles, was von früheren Einflüssen her noch übrig geblieben ist, zu den Vorgängen, die infolge eines neuen Einflusses entstehen, hinzuaddiert. Allerdings hat die Lösung den Nachteil, daß das Integral nur bei ganz einfachen Fällen direkt berechenbar ist.

Ist $v(t)$ irgendeine periodische Funktion der Zeit mit der Frequenz Ω (z. B. Abb. 3), so ist Q $\left(\text{und natürlich auch } i = \frac{dQ}{dt}\right)$ ebenfalls eine periodische Funktion mit derselben Frequenz.

Zur Berechnung von Q kann man zwei verschiedene Wege einschlagen:

Erste Möglichkeit. Man zerlegt $v(\tau)$ nach einer Fourierschen Reihe:

$$v(\tau) = \sum_n\left\{C_n\sin n\Omega\tau + D_n\cos n\Omega\tau\right\}, \tag{8}$$

wobei

$$\left.\begin{aligned} C_n &= \frac{\Omega}{\pi}\int_0^{2\pi/\Omega} v(T)\sin n\Omega T\,dT \\ &\text{und} \\ D_n &= \frac{\Omega}{\pi}\cdot\int_0^{2\pi/\Omega} v(T)\cos n\Omega T\,dT \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

und erhält

$$\left.\begin{aligned} Q = \frac{1}{L\omega_0}\int_{-\infty}^{t}\sum_n&\left\{C_n\sin n\Omega\tau + D_n\cos n\Omega\tau\right\} \\ &\cdot e^{-\delta(t-\tau)}\sin\omega_0(t-\tau)\,d\tau\,. \end{aligned}\right\} \tag{10}$$

Führt man die Rechnung durch, so erhält man:

$$\left.\begin{aligned} Q = \frac{1}{L}\sum_n &\left\{\sin n\Omega t\cdot\frac{C_n(\delta^2+\omega_0^2-n^2\Omega^2)+D_n\cdot 2\delta n\Omega}{(\delta^2+\omega_0^2-n^2\Omega^2)^2+4\delta^2n^2\Omega^2}\right. \\ &\left.-\cos n\Omega t\cdot\frac{C_n\cdot 2\delta n\Omega - D_n(\delta^2+\omega_0^2-n^2\Omega^2)}{(\delta^2+\omega_0^2-n^2\Omega^2)^2+4\delta^2n^2\Omega^2}\right\}. \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

Diese Lösung entspricht, vom Standpunkt der Frequenzvervielfachung betrachtet, der Anschauung einer Selektion höherer Harmonischer.

Soll z. B. die m te Harmonische möglichst stark ausgeprägt sein, so muß man so abstimmen, daß

$$\delta^2 + \omega_0^2 = m^2 \Omega^2 \qquad (12)$$

oder

$$\frac{1}{LC} = m^2 \Omega^2 \qquad (12a)$$

oder

$$m \Omega L = \frac{1}{m \Omega C} \qquad (12b)$$

ist; d. h. die Blindwiderstände der Induktivität und Kapazität müssen für die m te Harmonische gleich groß sein.

Die zweite Möglichkeit besteht darin, daß man Q aus dem Integral (7) direkt ausrechnet, indem man sich $v(t)$ analytisch gegeben denkt. Man erhält dann einen sich mit der Stoßfrequenz wiederholenden Zug von „gedämpften"[6]) Schwingungen; dies entspricht der Anschauung einer „Stoßerregung". Da der Vorgang aber periodisch mit der Frequenz Ω verläuft, kann man Q durch eine Fouriersche Reihe darstellen:

$$Q(t) = \sum_n \left\{ A_n \sin n \Omega t + B_n \cos n \Omega t \right\}, \qquad (13)$$

wobei jetzt also

$$A_n = \frac{\Omega}{\pi} \int_0^{2\pi/\Omega} Q(T) \sin n \Omega T \, dT$$

und

$$B_n = \frac{\Omega}{\pi} \int_0^{2\pi/\Omega} Q(T) \cos n \Omega T \, dT \qquad (14)$$

ist, oder

$$A_n = \frac{\Omega}{L \pi \omega_0} \int_{T=0}^{T=\frac{2\pi}{\Omega}} \left\{ \int_{\tau=-\infty}^{\tau=T} v(\tau) \cdot e^{-\delta(T-\tau)} \cdot \sin \omega_0 (T-\tau) \, d\tau \right\} \sin n \Omega T \, dT,$$

$$B_n = \frac{\Omega}{L \pi \omega_0} \int_{T=0}^{T=\frac{2\pi}{\Omega}} \left\{ \int_{\tau=-\infty}^{\tau=T} v(\tau) \cdot e^{-\delta(T-\tau)} \cdot \sin \omega_0 (T-\tau) \, d\tau \right\} \cos n \Omega T \, dT. \qquad (14a)$$

[6]) Gedämpfte Schwingungen im streng mathematischen Sinne entstehen nur beim idealen Stoß, Oszillationen mit abnehmender Amplitude immer, wenn die Spannung von der Sinus-Form so abweicht, daß die Spannungskurve nach dem Maximum zu zusammengedrängt erscheint.

Es entsteht nun die Frage, ob die beiden Lösungen übereinstimmen. Dies läßt sich in der Tat beweisen:

Wir untersuchen zunächst die Sinus-Glieder:

$$A_n = \frac{\Omega}{L \pi \omega_0} \int_{T=0}^{T=\frac{2\pi}{\Omega}} \left\{ \int_{\tau=-\infty}^{\tau=T} v(\tau) \cdot e^{-\delta(T-\tau)} \cdot \sin \omega_0 (T-\tau) \, d\tau \right\} \sin n \Omega T \, dT. \qquad (14a)$$

Das zweite Integral formen wir um durch die Substitution $(T-\tau) = x$ und erhalten:

$$A_n = \frac{\Omega}{L \pi \omega_0} \int_{T=0}^{T=\frac{2\pi}{\Omega}} \left\{ \int_{x=0}^{x=\infty} v(T-x) \cdot e^{-\delta x} \cdot \sin \omega_0 x \, dx \right\} \sin n \Omega T \, dT. \qquad (14b)$$

Diesen Ausdruck kann man auch so schreiben:

$$A_n = \frac{\Omega}{L \pi \omega_0} \int_{T=0}^{T=\frac{2\pi}{\Omega}} \int_{x=0}^{x=\infty} v(T-x) \cdot e^{-\delta x} \cdot \sin \omega_0 x \sin n \Omega T \, dx \, dT. \qquad (14c)$$

Bei diesem Doppelintegral von der Form

$$\int_{y=a}^{y=b} \int_{z=c}^{z=d} f(y, z) \, dy \, dz$$

kann man die Integrationsfolge vertauschen, da man es als Volumen deuten kann, das von der yz-Ebene, den Ebenen $y = a$, $y = b$, $z = c$, $z = d$ und der krummen Fläche $u = f(y, z)$ eingeschlossen wird und hier die Reihenfolge der Integration gleichgültig ist.

Somit gilt:

$$A_n = \frac{\Omega}{L \pi \omega_0} \int_{x=0}^{x=\infty} \left\{ \int_{T=0}^{T=\frac{2\pi}{\Omega}} v(T-x) \sin n \Omega T \, dT \right\} \cdot e^{-\delta x} \sin \omega_0 x \, dx. \qquad (14d)$$

Da

$$\sin n \Omega T = \sin n \Omega (T-x) \cos n \Omega x + \cos n \Omega (T-x) \sin n \Omega x,$$

so wird



$$A_n = \frac{\Omega}{L\pi\omega_0}\left\{\begin{array}{l}\int\limits_{x=0}^{x=\infty}\left[\int\limits_{T=0}^{T=\frac{2\pi}{\Omega}} v(T-x)\cdot\sin n\Omega(T-x)\,d(T-x)\right]\cdot\cos n\Omega x\cdot e^{-\delta x}\sin\omega_0 x\,dx \\ +\int\limits_{x=0}^{x=\infty}\left[\int\limits_{T=0}^{T=\frac{2\pi}{\Omega}} v(T-x)\cdot\cos n\Omega(T-x)\,d(T-x)\right]\cdot\sin n\Omega x\cdot e^{-\delta x}\sin\omega_0 x\,dx.\end{array}\right\} \quad (14\,e)$$

Es ist aber, da der Integrand mit Ω periodisch ist:

$$\int\limits_{T=0}^{T=\frac{2\pi}{\Omega}} v(T-x)\sin n\,\Omega(T-x)\,d(T-x) = \int\limits_{T-x=0}^{T-x=\frac{2\pi}{\Omega}} v(T-x)\sin n\,\Omega(T-x)\,d(T-x).$$

Nach Gl. (9) ist

$$\frac{\Omega}{\pi}\int\limits_{T-x=0}^{T-x=\frac{2\pi}{\Omega}} v(T-x)\sin n\,\Omega(T-x)\,d(T-x) = C_n$$

und analog

$$\frac{\Omega}{\pi}\int\limits_{0}^{\frac{2\pi}{\Omega}} v(T-x)\cos n\,\Omega(T-x)\,d(T-x) = D_n,$$

so erhält man

$$A_n = \frac{1}{L\omega_0}\int\limits_{x=0}^{x=\infty}\left\{C_n\cos n\,\Omega x + D_n\sin n\,\Omega x\right\}\cdot e^{-\delta x}\sin\omega_0 x\,dx \quad (14\,b)$$

oder ausgerechnet:

$$A_n = \frac{1}{L}\cdot\frac{C_n(\delta^2+\omega_0^2-n^2\Omega^2)+D_n\cdot 2\delta n\Omega}{(\delta^2+\omega_0^2-n^2\Omega^2)^2+4\delta^2 n^2\Omega^2}. \quad (14\,g)$$

Dies ist aber dasselbe wie bei der ersten Lösungsart. Die Identität der Cosinus-Glieder folgt aus einer ganz analogen Umformung.

Die beiden Lösungsarten sind, wie es vom physikalischen Standpunkt aus sein soll, absolut identisch; sie ergeben ganz genau denselben Ladungsverlauf und natürlich auch genau denselben Stromverlauf. Der Identitätsbeweis ist ganz allgemein und gilt für alle Spannungsformen, die in Wirklichkeit auftreten können.

IV. Der „ideale" Stoß.

Die Identität von Stoßerregung und Selektion höherer Harmonischer läßt sich sogar noch für den Spezialfall des idealen Stoßes, der natürlich in Wirklichkeit nie auftreten kann, beweisen, wenn man den Übergang dazu so macht, wie es im Anschluß an Abb. 3 beschrieben ist.

Wir wenden Gl. (7)

$$Q(t) = \frac{1}{L\omega_0}\int\limits_{-\infty}^{t} v(\tau)\cdot e^{-\delta(t-\tau)}\sin\omega_0(t-\tau)\,d\tau$$

auf diesen Fall an, wobei wir der Einfachheit halber gleich annehmen, daß die Eigenfrequenz des Sekundärkreises ω_0 auf ein ganzes, ungerades Vielfaches der Stoßfrequenz Ω abgestimmt sei, also $\omega_0 = m\,\Omega$.

Nun kann man

$$\int\limits_{-\frac{\varepsilon}{2}}^{+\frac{\varepsilon}{2}} v(t)\,dt = a\cdot\frac{\varepsilon}{2} = -2\,\Phi_{max} \quad (15)$$

setzen, da das Integral physikalisch nichts anderes als die gesamte Abnahme des magnetischen Flusses nach Ablauf eines Stoßes bedeutet, wobei Φ_{max} den maximalen magnetischen Fluß bezeichnen möge. Die Spannungsamplitude ist also $a = -\frac{4\,\Phi_{max}}{\varepsilon}$.

Läßt man ε gegen 0 konvergieren, so erhält man als Lösung für diesen idealen Stoß direkt[7])

$$Q(t) = \frac{-4\,\Phi_{max}}{L\,m\,\Omega\left(1-e^{-\frac{2\pi\delta}{\Omega}}\right)}\cdot e^{-\delta t}\sin m\,\Omega\,t. \quad (16)$$

Entwickeln wir Q nach Gl. (13) in eine Fouriersche Reihe,

$$Q = \sum\left\{A_n\sin n\,\Omega t + B_n\cos n\,\Omega t\right\},$$

so ergibt sich

$$A_n = -\frac{\Omega}{\pi}\cdot\frac{4\,\Phi_{max}}{L\,m\,\Omega\left(1-e^{-\frac{2\pi\delta}{\Omega}}\right)}\cdot\int\limits_0^{2\pi/\Omega} e^{-\delta t}\cdot\sin m\,\Omega t\,\sin n\,\Omega t\,dt \quad (17)$$

---

[7]) Über Einzelheiten der Rechnung, siehe Emersleben, a. a. O., S. 111.

$$= -\frac{\Omega}{\pi}\cdot\frac{4\,\Phi_{max}}{L}\cdot\frac{2\,\delta\,n\,\Omega}{[\delta^2+(m^2-n^2)\,\Omega^2]^2+4\,\delta^2 n^2\Omega^2} \tag{17a}$$

und

$$B_n = -\frac{\Omega}{\pi}\cdot\frac{4\,\Phi_{max}}{L}\cdot\frac{\delta^2+(m^2-n^2)\,\Omega^2}{[\delta^2+(m^2-n^2)\,\Omega^2]^2+4\,\delta^2 n^2\Omega^2}. \tag{17b}$$

Die Reihe für Q lautet also:

$$Q = -\frac{\Omega}{\pi}\cdot\frac{4\,\Phi_{max}}{L}\sum_n\left\{\frac{2\,\delta\,n\,\Omega}{[\delta^2+(m^2-n^2)\Omega^2]^2+4\,\delta^2 n^2\Omega^2}\sin n\,\Omega t + \frac{\delta^2+(m^2-n^2)\,\Omega^2}{[\delta^2+(m^2-n^2)\,\Omega^2]^2+4\,\delta^2 n^2\Omega^2}\cos n\,\Omega t\right\}. \tag{18}$$

Man kann aber auch von der Fourierschen Reihe für die Spannung ausgehen; diese lautet für Abb. 3

$$v(t) = -\frac{\Omega}{\pi}\cdot 8\,\Phi_{max}\cdot\sum\frac{1-\cos n\,\Omega\frac{\varepsilon}{2}}{\left(n\,\Omega\frac{\varepsilon}{2}\right)^2}\cos n\,\Omega t. \tag{19}$$

Für $\varepsilon = 0$ wird

$$v(t) = -\frac{\Omega}{\tau}\cdot 4\,\Phi_{max}\cdot\sum_n\cos n\,\Omega t. \tag{20}$$

Diese Reihe konvergiert natürlich für $t = 0$ nicht, sondern wird ∞ groß, da ja auch die Spannung ∞ groß geworden ist.

Führt man die Rechnung mit dieser Reihe durch, so erhält man im Anschluß an Gl. (11):

$$Q = -\frac{\Omega}{\pi}\cdot\frac{4\,\Phi_{max}}{L}\sum_n\left\{\frac{2\,\delta\,n\,\Omega}{[\delta^2+(m^2-n^2)\,\Omega^2]^2+4\,\delta^2 n^2\Omega^2}\sin n\,\Omega t + \frac{\delta^2+(m^2-n^2)\,\Omega^2}{[\delta^2+(m^2-n^2)\,\Omega^2]^2+4\,\delta^2 n^2\Omega^2}\cos n\,\Omega t\right\}. \tag{21}$$

Das Resultat ist also genau dasselbe.

In diesem Zusammenhang sei auf eine mathematische Unzulässigkeit hingewiesen, die Emersleben bei der Durchrechnung im Spezialfall eines idealen Stoßes unterlaufen ist. Emersleben geht auch hier von der differenzierten Gleichung für das Induktionsgesetz aus:

$$L\frac{d^2 i}{dt^2} + R\frac{di}{dt} + \frac{i}{C} = \frac{d\,v(t)}{dt} = s(t). \tag{2}$$

Infolgedessen tritt bei seinen Integralen statt $v(\tau)$ immer die Ableitung $s(\tau)$ auf. Emersleben behauptet dann, daß im Falle des idealen Stoßes

$$\lim_{\varepsilon\to 0}\int_0^{\varepsilon} s(t)\,dt = s \neq 0$$

werden kann. [Gl. (25) in seinem Artikel]. Das ist aber unmöglich, denn mag die Spannung verlaufen, wie sie will, die Zunahme der Spannung nach Ablauf des Stoßes — denn das bedeutet physikalisch dieses Integral — wird immer 0 sein. Emersleben gelangt durch diesen Irrtum direkt zu einem Widerspruch, wenn er am Schluß dieser Rechnung schreibt:

„Wie schon früher (§ 5) gezeigt, ist das Heraussieben (von Oberschwingungen) nicht möglich bei gewissen Unstetigkeiten der Spannungskurve oder ihrer Ableitung. Für die Wirkung der Stoßerregung sind derartige Unstetigkeiten nicht nur nicht hinderlich, sondern sogar notwendig, denn wenn der Spannungsverlauf eine stetig differenzierbare Funktion der Zeit wäre, würde das Integral über s, zwischen zwei Nullstellen von v genommen, Null sein. Es wäre also Gl. (25) nur mit $s = 0$ erfüllbar, d. h. nach Gl. (28) [gemeint ist eine unserer Gl. (16) entsprechende Gleichung] ergäbe sich kein Strom — also ist bei stetigem Spannungsverlauf die Ausbildung einer dauernden, gedämpften Schwingung nicht möglich, in Ergänzung des früheren Ergebnisses, daß eine erzwungene Schwingung im Falle von Unstetigkeiten nicht möglich ist und die, eventuell gedämpfte, freie Schwingung, die bei jedem Stoß von neuem einsetzt, die einzig mögliche Schwingungsform eines angestoßenen Kreises darstellt."

Es ist aber Gl. (25) überhaupt nur mit $s = 0$ erfüllbar, insbesondere im Fall Abb. 2 und Abb. 3 (bzw. Abb. 2 und Abb. 6 bei Emersleben), bei dem aber, wenn seine Beweisführung in § 5 richtig wäre, auch keine erzwungenen Schwingungen auftreten könnten.

Bei diesem Spezialfall des idealen Stoßes muß man, wenn man von Gl. (7) ausgehen will, bei der Rechnung das Integral vorher so umformen, daß statt $s(\tau)$ wieder $v(\tau)$ unter das Integral kommt, denn hier ist ein Grenzwert

$$\lim_{\varepsilon\to 0}\int_0^{\varepsilon} v(t)\,dt \neq 0$$

vorhanden.

V. Physikalische Folgerungen.

Aus der oben bewiesenen Tatsache, — nämlich, daß jede beliebig gestaltete periodische Spannung rechnerisch denselben Stromverlauf ergibt, gleichgültig, ob man sie aus einer Reihe von sinusförmigen Schwingungen (Grund- und Oberschwingungen) bestehend ansieht, oder ob man sie als eine Art Stoß auffaßt, der einen Zug von „ge-



dämpften" Stromschwingungen zur Folge hat (der dann seinerseits wieder durch eine Reihe ungedämpfter harmonischer Schwingungen dargestellt werden kann), — folgt, daß alles, was über den physikalischen Vorgang selbst ausgesagt werden kann, ebenso alle praktischen Maßnahmen, wie Abstimmung auf größte Leistung, Erzielung einer reinen Welle durch selektive Dimensionierung des Sekundär- und Antennenkreises absolut identisch sein müssen, gleichgültig, aus welcher der beiden verschiedenen Erklärungsmöglichkeiten sie gefolgert werden. Irgendwelche behaupteten Differenzen müssen sich demgemäß auf verschiedene Auslegung bzw. falsche Anwendung sprachlicher Begriffe, wodurch die „dualistische" Auffassung des Problems entstanden sein dürfte, zurückführen lassen. Dies läßt sich in der Tat nachstehend im einzelnen nachweisen.

Die Argumente, die die Vertreter dieser dualistischen Auffassung ins Feld führen, sind im wesentlichen folgende:

a) Im 1. Fall, nämlich bei der Selektion höherer Harmonischer, ist das Resultat ein Spektrum von ungedämpften Schwingungen, die sämtlich Vielfache der Grundfrequenz sind.

Im 2. Fall, nämlich bei Stoßerregung, treten gedämpfte Schwingungen auf mit der Frequenz der Eigenschwingungen des Sekundärkreises.

b) Infolgedessen muß man im 1. Fall den Sekundärkreis so abstimmen, daß seine ungedämpfte Eigenfrequenz (d. h. die Eigenfrequenz dieses Kreises, wenn er keinen Widerstand hätte) ein ganzes Vielfaches der Grundfrequenz ist, im 2. Falle dagegen so, daß seine tatsächliche Eigenfrequenz, die immer etwas kleiner als die ungedämpfte ist, ein ganzes Viefaches der Grundfrequenz ist.

c) Im 1. Fall hängt die Gestalt der erzeugten Schwingungen sehr stark von dem Verlauf der Spannung ab, auch in der Zeit nach Ablauf eines Stoßes bis zum nächsten, im 2. Fall überhaupt nicht, sondern nur von den Konstanten des Sekundärkreises.

Dazu ist folgendes zu sagen:

Punkt a): Es existiert in Wirklichkeit keine Verschiedenheit der physikalischen Vorgänge, sondern zwei verschiedene Darstellungen ein- und desselben Vorganges, denn, wie schon oben gezeigt, läßt sich Fall 2 durch Zerlegung in Fouriersche Reihen mit Fall 1 identifizieren; ebenso kann Fall 1 durch Zusammensetzung der Reihen in Fall 2 übergeführt werden; daß man hier überhaupt erst einen Unterschied konstruiert hat, liegt wohl daran, daß man glaubte, eine Summe von ungedämpften Schwingungen müsse unbedingt wieder eine Schwingung mit konstanter Amplitude ergeben. Dies wäre richtig, wenn die parasitären Schwingungen Harmonische der herausgesiebten Sekundärfrequenz wären; das sind sie aber nicht, sondern sie sind, ebenso wie die herausgesiebte Frequenz, Harmonische der Stoßfrequenz, die miteinander interferieren. Die Identität von Selektion höherer Harmonischer und Stoßerregung ergibt sich besonders deutlich bei den beiden Grenzfällen, nämlich, wenn der Sekundärkreis keine Dämpfung hat und wenn diese ∞ groß ist.

Ein ungedämpfter Sekundärkreis (bei dem also entweder $R = 0$ oder $L = \infty$ ist), der auf ein Vielfaches der Primärfrequenz abgestimmt ist, ist nämlich auch ∞ selektiv; man erhält also sowohl aus der Auffassung der Stoßerregung als auch aus der mittels Oberschwingungen heraus denselben Stromverlauf, nämlich eine ungedämpfte Schwingung ohne Neben- bzw. Oberschwingungen.

Ist der Sekundärkreis ∞ stark gedämpft (d. h. $R = \infty$ oder $L = 0$), so folgt aus der Auffassung gemäß Fall 2 ohne weiteres, daß der Strom genau denselben Verlauf hat wie die Spannung; dies ist aber auch in Übereinstimmung mit der Auffassung gemäß Fall 1, da der Strom dann dieselben Fourierkoeffizienten hat wie die Spannung. Die „ungedämpften Schwingungen" können also manchmal eine ganz merkwürdige Form annehmen!

Punkt b): Wenn man wünscht, daß der größte Momentanwert zwischen zwei Stößen ein Maximum wird, dann muß man allerdings wahrscheinlich den Sekundärkreis so abstimmen, daß seine tatsächliche Eigenfrequenz ein ganzes Vielfaches der Grundfrequenz ist; wenn man aber wünscht, daß eine der ungedämpften Schwingungen, in die der Schwingungsvorgang zerlegt werden kann, eine möglichst große Amplitude erhält, dann muß man auch bei Fall 2, wie die Ausdrücke der Fourierkoeffizienten zeigen, so abstimmen, daß die Blindwiderstände der Kapazität und der Induktivität gleich groß werden.

Punkt c): Es ist richtig, daß im Fall 1 (Selektion) jede der erzeugten Harmonischen des Stromes der Größe und Phase nach von dem Verlauf der Spannung abhängt, also auch in der Zeit, in der die Spannung 0 ist und in der demnach der Schwingungskreis nur in seiner Eigenfrequenz schwingen kann; das macht aber auch im Fall 2 (Stoßerregung) jede Harmonische des nach einer Fourierschen Reihe zerlegten Stromes, denn sie ändert sich, sobald auch nur in einem winzig kleinen Zeitintervall eine kleine Änderung des unzerlegten Stromes stattfindet, wenn z. B. die äußere Spannung während des Stoßes ihre Form ein wenig ändert. Der Strom selbst aber, d. h. die Summe aus allen Reihen, kann natürlich nur in der Zeit eine von der Eigenfrequenz abweichende Schwingung ausführen, in

der die Spannung nicht 0 ist, d. h. während des Stoßes. Da beim idealen Stoß die Spannung nur ∞ kurze Zeit dauert, hängt in diesem Fall der Strom in seinem ganzen Verlauf bis zum nächsten Stoß nur von der Größe des Stoßes, d. h. von dem

$$\lim_{\varepsilon \to 0} \int_0^{\varepsilon} v(t)\, dt$$

ab.

Aus allen diesen Rechnungen und Betrachtungen heraus kann als erwiesen gelten, daß man zwar das Prinzip der statischen Frequenzvervielfachung von zwei verschiedenen Gesichtspunkten, dem der Selektion höherer Harmonischer und dem der Stoßerregung, ansehen kann, daß aber der eigentliche physikalische Vorgang durchaus eindeutig ist und alle Aussagen über physikalische Größen übereinstimmen, gleichgültig, von welcher Auffassung man ausgeht.

Die Auffassung der Frequenzvervielfachung als Stoßerregung entspricht — wenigstens bei starker Eisensättigung — mehr der natürlichen Anschauung, die Auffassung als Selektion höherer Harmonischer ist der quantitativen Rechnung leichter zugänglich. Vom wissenschaftlichen Standpunkt ist die Wahl zwischen diesen beiden Betrachtungsmöglichkeiten eine Geschmacksfrage.

Vom Standpunkt der Praxis aber ist die Auffassung als Selektion der Harmonischen als allein brauchbar zu bezeichnen. In der Praxis nämlich kommt es auf den Stromverlauf an sich, d. h. auf die Funktion $J = f(t)$, die man z. B. mit der Braunschen Röhre bestimmen kann, gar nicht an, sondern nur auf die Bestandteile an Ober- bzw. Nebenfrequenzen; denn sämtliche Mittel, die man in der Praxis zur Kontrolle (Wellenmesser) zur Ausstrahlung (Sendeantenne) und zum Empfang (Rückkopplungsempfänger usw.) benutzt, sind sehr schwach gedämpfte Kreise, die, wenn der Strom nicht extrem stark gedämpft ist, eben gerade die Stromfunktion nach Fourierschen Reihen zerlegen. Und diese Koeffizienten der Fourierschen Reihe sind maßgebend, und zwar die Harmonische mit der größten Amplitude für die Leistung des Senders und die übrigen für Störungen durch Ober- und Nebenwellen.

VI. Zusammenfassung.

Zusammenfassend kann man als Ergebnis der vorangegangenen mathematischen Untersuchung und der diskutierten physikalischen Folgerungen feststellen, daß physikalisch in jeder Hinsicht Identität herrscht zwischen der Frequenzvervielfachung mittels Oberschwingungen und der durch Stoßerregung, und daß insbesondere beide genau denselben Stromverlauf ergeben. Welche Auffassung man zur Erklärung heranziehen will, ist an sich nur eine Geschmacksfrage; für die Praxis ist die Auffassung als Selektion vorzuziehen.

An der bewiesenen Eindeutigkeit des physikalischen Vorgangs kann auch die Behauptung von Emersleben nichts ändern, daß nämlich bei Stoßerregung die Kapazität im Sekundärkreis größer gewählt werden könne, als wenn es sich um eine Selektion von Harmonischen handele. Denn diese Behauptung steht weder in irgendeinem Zusammenhang mit der von ihm vertretenen „Theorie der Stoßerregung", noch ist sie jemals durch einen praktischen Versuch bestätigt worden.

Es möge noch darauf hingewiesen werden, daß die Voraussetzung für die benützten Lösungen der Different.-Gl. (1), nämlich, daß L und $v(t)$ von i unabhängig sind, bei einem Frequenzwandler ganz und gar nicht stimmt. Infolgedessen sind die Lösungen nur Näherungen, und insbesondere sind etwaige Schlüsse auf die tatsächlich erzielbare Nutzleistung ganz unzulässig.

(Eingegangen am 28. November 1925.)

Modulation und Übertragungsgüte in der Hochfrequenztechnik.

Von F. Trautwein.

Inhalt: Für eine einwandfreie Rundfunkübertragung ist die Forderung der Frequenz- und Amplitudenrichtigkeit zu erfüllen. Dies ist nach dem heutigen Stand der Technik im weitgehendem Maße möglich. Verbesserungsbedürftig ist in gewissem Umfang noch die Modulation wozu Vorschläge gemacht werden.

Die Frage der Übertragungsgüte in der Hochfrequenz- insbesondere der Rundfunktechnik war in jüngster Zeit mehrfach Gegenstand eingehender Untersuchungen, deren Ergebnis man in die beiden hauptsächlichen Forderungen der Frequenz- und Amplitudenrichtigkeit zusammenfassen kann.

Bezüglich der frequenzrichtigen Übertragung ist es einleuchtend, daß alle für das menschliche Ohr wahrnehmbaren Frequenzen gleich gut übertragen werden müssen. Betrachten wir zunächst den niederfrequenten Teil des Übertragungsmechanismus mit hochfrequenten Trägerstrom, so sehen wir, daß Mikrophone, Telephone, Verstärker und Leitungen so dimensioniert werden können, daß keine meßbare Frequenzverzerrung innerhalb des akustischen Gebietes auftritt. Soweit einzelne Apparate nicht ganz frei von Frequenzverzerrung sind, ist es meistens möglich, durch absichtliche Einfügung von Gliedern mit nicht gleichmäßiger Frequenzübertragung bestehende Fehler zu korrigieren, so daß der niederfrequente Übertragungsmechanismus im ganzen verzerrungsfrei ist.

Bei der Modulation ist die Frequenzverzerrung gering, wenn die Tragerfrequenz genügend groß gegenüber der höchsten akustischen Frequenz ist. Bei einer Trägerfrequenz von 10^6 Hertz und einer Modulation mit 10^4 Hertz, d. h. der höchsten in Betracht kommenden akustischen Frequenz ist das Frequenzband bei der normalen Zweiseitenbandmodulation gleich 2 % der Trägerfrequenz. Ein Resonanzkreis mit einem Dekrement von $\vartheta = 0{,}06$ würde die Frequenz 10^4 also noch mit der halben Amplitude aufnehmen. Für die Senderseite ist demnach keine Frequenzverzerrung zu befürchten, wenn man schwach gedämpfte Zwischenkreise vermeidet, durch welche die modulierte Hochfrequenz durchtreten muß. Ein fremd erregter Sender, welcher bereits auf der Steuerseite moduliert wird, und darauf einen Zwischenkreis enthält, ist demnach mit der Forderung der Frequenzrichtigkeit nicht vereinbar, denn ein normaler Zwischenkreis hat ungefähr ein Dekrement $\vartheta = 0{,}02$, bei einer Welle von 600 m würde also schon die Frequenz 2000 annähernd nur mit halber Amplitude übertragen werden. Man erkennt aus dieser Überlegung, daß die Modulation möglichst nahe an die Antenne verlegt werden muß und daß dies um so notwendiger ist, je größer die Wellenlänge ist.

Auf der Empfängerseite ist die Gefahr der Frequenzverzerrung wesentlich größer. Man verwendet meistens Kreise mit geringem Dekrement als Empfangsantenne, Zwischenkreis, abgestimmte Anodenkreise usw., teils um eine genügende Empfangsstärke, teils um hinreichende Selektivität zu erzielen. Ein geeignetes Mittel, diesen Übelstand zu beseitigen, ist der Ersatz der einfachen Resonanzkreise durch Siebketten, deren Resonanzkurve sich von der des einfachen Kreises durch steileren Anstieg und Abfall sowie größeren und einstellbaren Durchlaßbereich unterscheidet (Abb. 1). Freilich erschwert diese Maßnahme außerordentlich die Bedienung der Empfänger, da die Siebketten aus mehreren Spulen und Kondensatoren bestehen, deren umständliche Einstellung auf Frequenz und Durchlaßbreite einen schnellen Wellenwechsel unmöglich macht. Es ist ein großer Vorzug des Zwischenfrequenzempfängers (Superheterodyne) neben seinen sonstigen guten Eigenschaften, daß man für die Zwischenfrequenzwelle Siebkreise verwenden kann, die ein für allemal auf steiles Ansteigen und Abfallen sowie den richtigen Durchlaßbereich der Resonanzkurve eingestellt sind. Dieser Vorteil kann durch richtige Dimensionierung der Zwischenfrequenzkreise trotz der an sich ungünstigen Verhältnisse bei langen Wellen ausgenützt werden.

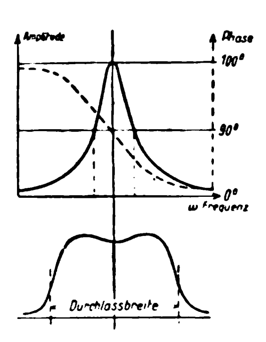


Abb. 1. Resonanzkurve eines einfachen Kreises (oben) und einer Siebkette (unten).

Recht erschwerend für eine frequenzverzerrungsfreie Übertragung mit hochfrequentem Trägerstrom ist ferner der Umstand, daß bei der gewöhnlichen Modulation ein Frequenzband von der doppelten Breite des akustischen Bereiches entsteht. Man stellt nämlich für eine amplitudenrichtige Modulation bekanntlich die Bedingung auf, daß die Antennenstromstärke linear-proportional der zu übertragenden Niederfrequenzamplitude sein muß. Bezeichnet man die Kreisfrequenz der Trägerwelle mit Ω, die der modulierenden Niederfrequenz mit ω, so muß demnach die modulierte Trägerwelle der Bedingung genügen,

$$A = A \cdot \sin \Omega t + A \cdot \sin \Omega t \cdot a \cdot \sin \omega t. \quad (1)$$

Bekanntlich läßt sich diese Gleichung umformen in

$$\left. \begin{aligned} A = A \cdot \sin \Omega t + \frac{A a}{2} \cdot \cos(\Omega - \omega) t \\ - \frac{A a}{2} \cdot \cos(\Omega + \omega) t. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Es tritt also außer der ursprünglichen Trägerfrequenz auch noch die Summe und die Differenz als je eine Seitenwelle auf.

Bekanntlich ergibt auch schon das gleichzeitige Auftreten von zwei verschiedenen Frequenzen eine modulierte Schwingung und es ist durchaus möglich, eine zumindesten frequenzrichtige Übertragung mit nur einer Seitenwelle durchzuführen. Es würde sich dadurch ungefähr eine Verbesserung der Frequenzrichtigkeit um 50 % gegenüber dem Zweiseitenbandverfahren erzielen lassen. Nebenbei sei bemerkt, daß die Einseitenbandmodulation auch hinsichtlich der Einsatzdichte große Vorteile mit sich bringen würde, denn in demselben Wellenbereich können genau doppelt soviel Stationen nach dem Einseitenbandverfahren betrieben werden, wie nach dem Zweiseitenbandverfahren. Welchen Einfluß der Ersatz der gewöhnlichen Modulation durch das Einseitenbandverfahren auf die Amplitudenrichtigkeit hat, soll später gezeigt werden.

Für die Rundfunktechnik ist es sehr wichtig, die für die Übertragungsgüte wichtigen Eigenschaften einer Anlage durch Messungen zu prüfen. Die Messung der Frequenzrichtigkeit kann mit verhältnismäßig einfachen Hilfsmitteln durchgeführt werden. Für die niederfrequenten Geräte sind

die Meßeinrichtungen besonders einfach, soweit es sich um die rein-elektrischen Teile handelt. Sie bestehen im wesentlichen aus einem Generator für sinusförmigen Wechselstrom — zweckmäßig einem Röhrengenerator —, dessen Frequenz über den ganzen akustischen Bereich einstellbar ist und einem empfindlichen Wechselstromindikator, z. B. einem Röhren-Voltmeter, mit welchem der Strom bzw. die Spannung am Eingang und Ausgang gemessen werden kann. Für die elektroakustischen Apparate (Mikrophone, Telephone, Lautsprecher) besteht zuvor die Aufgabe, quantitativ definierte Schallspender und Schallempfänger zu schaffen, die neuerdings in verschiedener Weise gelöst worden ist.

Die Messung der Frequenzrichtigkeit der Modulation geschieht in ähnlicher Weise, wie oben für die rein elektrischen Teile geschrieben wurde, z. B. in der Weise, daß man den Sender durch den erwähnten Niederfrequenz-Generator mit konstanter Amplitude über den akustischen Frequenzbereich moduliert. Handelt es sich nur um die Untersuchung des Senders, so verwendet man als Indikator einen aperiodischen Kreis mit einem möglichst konstanten Gleichrichter und mißt die Amplitude der damit erhaltenen niederfrequenten Schwingung, z. B. mit Hilfe eines Röhren-Voltmeters. Handelt es sich um die Messung der Frequenzabhängigkeit eines Demodulators (Empfängers), so verwendet man diesen an Stelle des aperiodischen Kreises und bestimmt in analoger Weise die Amplitude der damit erhaltenen niederfrequenten Schwingungen in Abhängigkeit von der Frequenz. In diesem Falle dient die vorher ermittelte Frequenzkurve des Senders für sich zur Korrektur, um diejenige Fehlerkurve zu ermitteln, welche sich nur auf den untersuchten Demodulator bezieht.

Durch konsequente Durchführung der soeben angedeuteten Messungen, sowie durch richtige Anwendung von Kompensationen derart, daß unvermeidliche Frequenzfehler in einem Glied des Übertragungssystmes in einem anderen Glied bzw. durch besondere Zusätze ausgeglichen werden, muß es gelingen, die Frequenzrichtigkelt der Übertragung mit hochfrequentem Trägerstrom weitgehend sicher zu stellen.

Weniger günstig als hinsichtlich der Frequenzrichtigkeit sind die Aussichten für eine vollständige Erfüllung der Forderung der Amplitudenrichtigkeit bei einem hochfrequenten Übertragungssystem. Vielleicht hat auch bei der bisherigen Entwicklung der Rundfunktechnik der Umstand, daß die Forderung der Frequenzrichtigkeit leichter zu erfüllen ist, als die der Amplitudenrichtigkeit dazu geführt, daß die Bedeutung der frequenzrichtigen gegenüber der amplitudenrichtigen Übertragung beträchtlich überschätzt wird. Es spielen bei der Beurteilung dieser Frage außer den physikalischen auch physiologische Momente eine sehr große Rolle. Bekanntlich ist das Ohr für die Beurteilung von Lautstärkeunterschieden recht unempfindlich. Es besitzt ähnlich wie das Auge ein großes Akkommodationsvermögen, so daß Unterschiede in der Lautstärke ausgeglichen werden. Andererseits setzt diese Eigenschaft das Ohr in den Stand, außerordentlich schwache Schallstärken richtig zu hören, auch bei gleichzeitigem Vorhandensein von Nebengeräuschen. Ohne diese Eigenschaft des Ohres wäre die musikalische Kunst undenkbar. Das musikalische Ohr hört z. B. aus einem vollen Orchester Motive heraus, welche von verhältnismäßig lautschwachen Instrumenten gespielt werden, wobei der Lautstärkeunterschied zwischen diesen Instrumenten und allen übrigen Tönen vielleicht mit 1 : 100 000 anzunehmen ist. Wenn also bei einer Übertragung das Amplitudenverhältnis der einzelnen Frequenzen verhältnismäßig stark geändert wird, so wird trotzdem das Ohr infolge seines Akkommodationsvermögens einen Eindruck gewinnen, welcher sich von dem des Originals nicht allzusehr unterscheidet. Die Frequenzfehler äußern sich insbesondere in der Unterdrückung der hohen Frequenzen, betreffen also bei der Musikübertragung namentlich die Oberschwingungen, welche die Klangfarbe der einzelnen Instrumente ergeben. Infolgedessen werden alle Instrumente mehr oder weniger auf eine flötenartige Klangfarbe gebracht, was zwar eine Unterscheidung der einzelnen Instrumente erschwert, aber den harmonischen Eindruck einer musikalischen Darbietung nur unwesentlich beeinträchtigt. Man kann sich davon leicht überzeugen, wenn man in eine einwandfreie amplitudenrichtige Übertragungseinrichtung, z. B. einer unmittelbaren Zusammenschaltung eines einwandfreien Mikrophons mit einem einwandfreien Telephon Resonanzgebilde, z. B. Siebketten einfügt, welche einzelne Frequenzen bevorzugen bzw. unterdrücken. Der subjektive Eindruck, der in diesem Fall bei der Musikübertragung entsteht, ist durchaus annehmbar und erklärt jedenfalls nicht die Unzulänglichkeiten, welche bei schlechten Übertragungsystemen häufig beobachtet werden. Die Sprachübertragung wird freilich unter Umständen beim Vorliegen von Frequenzfehlern wesentlich stärker benachteiligt, da die Sprachlaute durch bestimmte Frequenzen charakterisiert sind (Formanten), deren Unterdrückung das Sprachbild erheblich beeinträchtigen kann.

Für die Musikübertragung von ungleich höherer Bedeutung als die Frequenzrichtigkeit ist die Amplitudenrichtigkeit. Auch hiervon kann man sich subjektiv durch einen ähnlichen Versuch überzeugen, wenn man z. B. in einen zunächst einwandfreien Übertragungsmechanismus cin Ver-

zerrungsorgan, z. B. eine übersteuerte Röhre einfügt. Während in diesem Falle ein einzelner Ton noch leidlich gut übertragen wird, entstehen beim Zusammenspiel mehrerer Instrumente außerordentlich starke Klangentstellungen, welche sich als zischende, kratzende oder bellende Nebengeräusche äußern. Die Sprache ist gegen Amplitudenverzerrungen wesentlich unempfindlicher. Der Grund für diese Klangentstellungen ist darin zu suchen, daß die Oberschwingungen, welche durch die Kurvenverzerrungen entstehen, gegenseitig interferrieren und Kombinationstöne bilden, welche zu den Grundtönen im allgemeinen nicht harmonisch sind. Auch hier spielt eine physiologische Eigenschaft des Ohres eine wichtige Rolle, nämlich die, daß es die Schwebungsfrequenzen wieder als musikalischen Ton empfindet, also gewissermaßen mit einem quadratisch anzeigenden Indikator zu vergleichen ist. Man kann sich davon durch folgenden Versuch überzeugen:

Zwei völlig getrennte Schallsender von über der Hörgrenze liegender Frequenz, welche gegeneinander etwas verstimmt sind, ergeben deutlich hörbar einen Ton, welcher der Schwebung zwischen den beiden Überhörfrequenzen entspricht. Bei auftretenden Kurvenverzerrungen wirken also auch diejenigen Oberschwingungen, welche über der Hörgrenze liegen, unter Umständen störend. Da die Amplitude des Interferenztones doppelt so groß wie die Amplitude der schwächeren Komponente ist, können diese Störungen beträchtliche Lautstärken annehmen.

Die Forderung der Amplitudenrichtigkeit ist hinsichtlich des niederfrequenten Teiles des Übertragungsmechanismus exakt zu erfüllen, die Regeln, welche dabei zu beobachten sind, sind dem Techniker schon hinreichend bekannt, nämlich die sorgfältige Einstellung des Gitterpotentials der Verstärker derart, daß man selbst bei den höchsten Amplituden immer noch auf dem gradlinigen Teil der Röhrencharakteristik, daß man stets in Gebieten arbeitet, in denen kein Gitterstrom auftritt usw. Daß die Verwendung von Niederfrequenztransformatoren die Übertragungsgüte sehr beeinträchtigt, wurde bereits erwähnt. Der Grund ist nicht allein in der Frequenzverzerrung, sondern offenbar noch in weit höherem Maße in der Amplitudenverzerrung infolge der Eigenschaften des Eisens zu suchen. Es zeigt sich nämlich, daß Niederfrequenztransformatoren selbst dann eine unbefriedigende Übertragung ergeben, wenn der Frequenzfehler vernachlässigbar klein ist oder in der bereits erwähnten Weise kompensiert wird. Nimmt man in ähnlicher Weise, wie dies oben für die Abhängigkeit (des Übersetzungsverhältnisses) von der Frequenz beschrieben wurde, die Abhängigkeit von der Amplitude auf, wobei die Frequenz als Parameter gewählt wird, so zeigt sich, wie dies bei einem eisenhaltigen Transformator nicht anders zu erwarten ist, daß die Amplituden nach höheren Werten zu abgeflacht werden (Abb. 2). Recht interessant ist dabei,

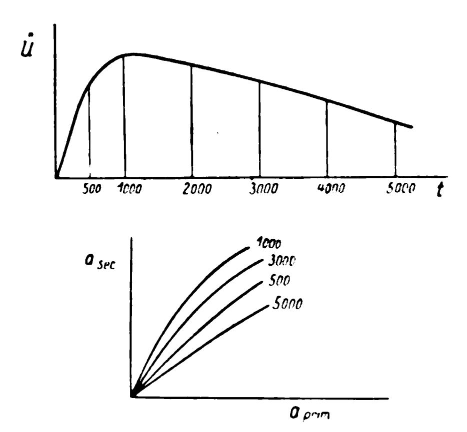


Abb. 2. Oben: Übersetzungsverhältnis $\ddot{u}$ eines Niederfrequenztransformators in Abhängigkeit von der Frequenz. Unten: Übersetzungsverhältnis in Abhängigkeit von der Amplitude bei verschiedenen Frequenzen.

daß für diejengen Frequenzen, für welche die Frequenzkurve hohe Amplitudenwerte ergibt, die Amplitudenverzerrung besonders stark ist und zwar relativ wesentlich größer, als für die übrigen Frequenzen. Wenn es neuerdings in der Technik üblich geworden ist, die Brauchbarkeit eines Niederfrequenztransformators durch seine Frequenzkurve zu bezeichnen, so scheint die Bedeutung dieser Kurve weniger in der Beurteilung der Frequenzverzerrung als vielmehr in der Tatsache zu suchen zu sein, daß in dem Bereich der Maximalamplituden der Frequenzkurve die Amplitudenverzerrung besonders groß wird.

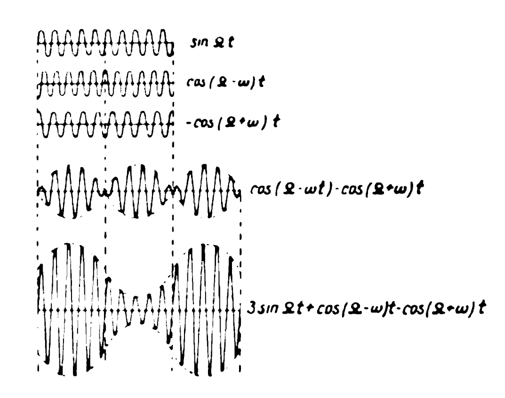


Abb. 3. Zusammensetzung einer modulierten Schwingung.

Wir wollen uns nun der Frage zuwenden, inwieweit die Modulation der hochfrequenten Schwingungen der Forderung der Amplitudenrichtigkeit genügt, und wollen von dem oben angegebenen Grundsatze ausgehen, daß die Trägerfrequenz,

d. h. in der graphischen Darstellung des Modulationsvorganges der Abstand der Schwingungsdurchgänge durch die Null-Linie erhalten bleiben und daß die Amplitude linear-proportional mit der zu übertragenden Niederfrequenzamplitude sein muß. Es soll zunächst gezeigt werden, daß der Modulationsvorgang nicht unbedingt an das Vorhandensein dieser beiden Bedingungen gebunden ist. Wenn wir die Gleichung (2) unter genauer Beachtung der Vorzeichen darstellen, so erhalten

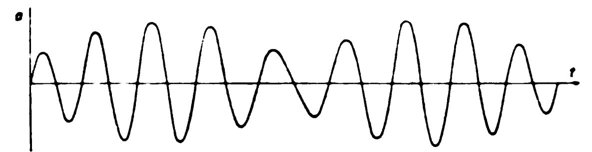


Abb. 4. Darstellung der Schwingung $\sin 9\,t + \sin 10\,t - \sin 8\,t$.

wir die in Abb. 3 (unten) gezeigte Schwingungsform. Bei dieser entsprechen die Durchgänge durch die Null-Linie genau der Trägerfrequenz und der Verlauf der Amplitude ist der Niederfrequenz proportional, Sobald man jedoch die Phasenbeziehungen zwischen Trägerwelle und Seitenwellen ändert, wird die Gleichmäßigkeit der Abstände der Null-Durchgänge verändert. In Abb. 4 ist eine Schwingung von der Form $\sin 9\,t + \sin 10\,t - \sin 8\,t$, in Abb. 5 und von der Form $\cos 9\,t + \cos 8\,t - \cos 10\,t$ dargestellt. Während bei dem oberen Schwingungsvorgang die Gleich-

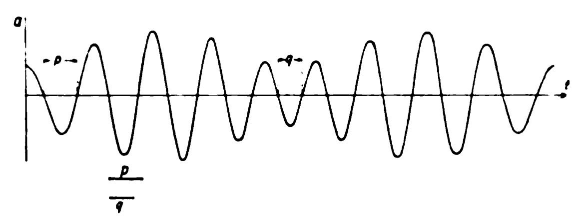


Abb. 5. Darstellung der Schwingung $\cos 9\,t + \cos 8\,t - \cos 10\,t$.

mäßigkeit der Durchgänge durch die Null-Linie noch ziemlich gut erhalten bleibt, hat sich bei der zweiten Form das Bild vollkommen verschoben. Trotzdem muß die Güte der Wiedergabe durch diese Änderung der Null-Durchgänge nicht notwendiger Weise beeinträchtigt werden, sofern nicht etwa aus anderen Gründen eine Frequenz- oder Amplitudenverzerrung eintritt. Es ist aber auch nicht einmal notwendig, daß die Amplituden proportional der niederfrequenten Schwingung sind. Es sind bereits Modulationsmethoden in Vorschlag gebracht worden, bei denen überhaupt keine Amplitudenänderungen, sondern nur Frequenzänderungen vorgenommen werden. Dies kann z. B. in der Weise geschehen, daß die von einem Steuersender erzeugten konstanten hochfrequenten Schwingungen in ihrer Phasenlage nach dem niederfrequenten Rhythmus verändert werden. Eine zeitlich veränderte Phase bedeutet eine veränderliche Frequenz derart, daß bei voreilender Phase die Frequenz erniedrigt, bei nacheilender Phase erhöht wird. Eine rechnerische Untersuchung dieser Modulationsmethode ergibt, daß es sich um eine Zweiseitenbandmodulation mit Trägerwelle handelt, wobei jedoch eine gewisse Amplitudenverzerrung eintritt. Man erkennt aus diesen Überlegungen, daß durch die Erhaltung der Trägerfrequenz und die Proportionalität mit der Niederfrequenzamplitude der Modulationsvorgang nicht hinreichend definiert ist, daß es sich bei dieser Definition lediglich um einen Spezialfall handelt. Allgemein ist die Modulation lediglich durch die Interferenz zwischen Trägerwelle und Seitenwellen zu definieren.

Für die Frage der Amplitudenrichtigkeit kommt es nicht nur auf die Modulation, sondern auch auf die Demodulation an. Die meisten Indikatoren für Wechselstrom zeigen den quadratischen Mittelwert an. Bei Verwendung einer Röhre als Demodulator trifft dies mit weitgehender Annäherung zu, wenn man die Röhre als Richtverstärker, d. h. mit negativem Gitterpotential betreibt, so daß die Röhre im Ruhezustand gerade abgeriegelt ist. Der untere Teil der Röhrencharakteristik entspricht mit großer Annäherung einem Parabelzweig, was man in bekannter Weise dadurch ermittelt, daß man die Ordinatenwerte der Röhrencharakteristik radiziert, wobei man mit ziemlicher Genauigkeit eine gerade Linie erhält, welche die Abszisse im Scheitelpunkt der Parabel schneidet. Für einen quadrierenden Demodulator erhalten wir die Form der niederfrequenten Amplitude, wenn wir das Quadrat der Gleichung (2) bilden. Wir erhalten dann

$$\left.\begin{aligned} A^2 = {} & \frac{A}{2} \cdot \cos 2\,\Omega\,t - \frac{a^2}{8},\ \cos^2(\Omega + \omega)\,t \\ & + \frac{a^2}{8} \cdot \cos 2\,(\Omega - \omega)\,t - \frac{A \cdot a}{2} \\ & \cdot \sin(2\,\Omega + \omega)\,t + \frac{A\,a}{2} \cdot \sin(2\,\Omega - \omega)\,t \\ & \cdot \frac{a^2}{4} \cdot \cos 2\,\Omega\,t + \frac{A}{2} + \frac{a^2}{4} + A \cdot a \\ & \cdot \sin\omega\,t + \frac{a^2}{4} \cdot \cos 2\,\omega\,t. \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Die hochfrequenten Glieder können unberücksichtigt bleiben, da sie auf die Telephonmembran nicht einwirken, die konstanten Glieder

$$\frac{A}{2} + \frac{a^2}{4}$$

entsprechen einem Gleichstrom, die niederfrequenten Glieder werden durch die Posten



$$A \cdot a \cdot \sin \omega t + \frac{a^2}{4} \cos 2\omega t$$

dargestellt. Wir sehen also, daß außer der ursprünglichen Niederfrequenzamplitude, welche bei der Demodulation zweimal auftritt, nämlich als Interferenz des oberen wie des unteren Seitenbandes, noch die doppelte akustische Frequenz auftritt und zwar als Interferenz der beiden Seitenbänder untereinander. Das parasitäre Auftreten der doppelten Niederfrequenz ist gleichbedeutend mit einer Amplitudenverzerrung. Man erkennt dies auch leicht, wenn man in der graphischen Darstellung des modulierten Schwingungsvorganges die Amplituden quadriert.

Bei der Einseitenband-Modulation ergibt sich durch einen quadrierenden Demodulator exakt die niederfrequente Amplitude ohne Verzerrung, denn es fallen in Gleichung (3) die Posten, welche die Interferenz der beiden Seitenbänder darstellen, fort.

Nun sind freilich rein quadratisch arbeitende Demodulatoren praktisch wenig in Verwendung. Die Wirkungsweise des Audions ist nicht als Bildung des quadratischen Mittelwertes, sondern durch die Aufladung des Gitterkondensators auf den Scheitelwert der angelegten Wechselspannung zu erklären. Wäre kein beabsichtigter oder unbeabsichtigter Gitterwiderstand vorhanden, so würde das Audion auf einem einmal erhaltenen Ladungswert stehen bleiben. Die Ableitung bewirkt, daß die Ladung abfließt und das mittlere Gitterpotential einer Änderung der Scheitelspannung nachfolgen kann. Da die Reihenfolge der hochfrequenten Scheitel, d. h. die Berandungskurve, ein genaues Abbild der Niederfrequenzamplitude bilden soll, so müßte das Audion im Falle der Zweiseitenbandmodulation ein amplitudenrichtiges Bild der Niederfrequenzamplitude liefern. In Wirklichkeit trifft dies nicht zu, da das Abfließen der Ladung des Gitterkondensators über den Ableitungswiderstand nicht schnell genug erfolgen kann, so daß das mittlere Gitterpotential nicht genau den Änderungen des Scheitelwertes folgt. Es überlagert sich vielmehr den Änderungen der Scheitelspannungen, parasitär das in bekannter Weise nach einem Exponentialgesetz erfolgende Abfließen der Kondensatorladung. Durch kleine Wahl der Zeitkonstante, Gitterkapazität mal Ableitungswiderstand, kann dieser Fehler zwar verhältnismäßig gering gemacht, aber niemals ganz beseitigt werden, so daß die Verwendung des Audions notwendiger Weise mit einer Amplitudenverzerrung verbunden ist.

Bezüglich der Detektoren ist die Stromspannungskurve zur Erklärung der Demodulation heranzuziehen und man erkennt ohne weiteres, daß im Falle der Einseitenbandmodulation ein Detektor mit parabelähnlicher Charakteristik eine amplitudenrichtige Demodulation ergeben muß. Im Falle der Einseitenbandmodulation muß die Detektorcharakteristik eine im Nullpunkt entspringende gerade Linie sein, d. h. der Detektor muß als idealer Gleichrichter wirken. Die wirklichen Detektorcharakteristiken sind weder als quadratische noch als lineare anzusehen, so daß in jedem Falle die Demodulation mit Amplitudenverzerrungen verbunden sein muß. Wenn trotzdem die subjektive Beobachtung lehrt, daß der Empfang mit Detektor unter sonst gleichen Verhältnissen noch wesentlich reiner ist als mit dem Audion, selbst wenn dieses nicht mit Rückkopplung arbeitet, so beweist dies, daß die Verzerrung infolge nicht unmittelbaren Nachfolgens der Kondensatorladung eine relativ höhere Amplitudenverzerrung zur Folge hat.

Eine weitere Quelle von Amplitudenverzerrungen ist in Resonanzkreisen mit geringem Dekrement zu suchen. Außer der oben erwähnten Frequenzverzerrung, welche auf die verschieden starke Übertragung der Seitenfrequenzen zurückzuführen ist, wirkt bei schwach gedämpften Resonanzkreisen das langsame Aufschaukeln störend. Man erkennt dies am besten, wenn man den Schwingungsverlauf beim plötzlichen Ein- und Auschalten betrachtet. Ein ähnlicher Fall liegt z. B. bei einer sehr steil verlaufenden Kurvenform der Niederfrequenzamplitude vor. Wir wissen, daß beim plötzlichen Anstieg der Niederfrequenzamplitude die hochfrequenten Schwingungen nur allmählich folgen und mit einer gewissen Verspätung ihren Endwert erreichen. Beim plötzlichen Abfallen der Niederfrequenzamplitude bleiben die Schwingungen noch eine Zeit lang erhalten. An- und Abklingen erfolgt in bekannter Weise nach einem Exponentialgesetz, wobei das Dekrement im Nenner des Exponenten steht, d. h. je kleiner das Dekrement, desto stärker ist die Verschiebung der Modulationsform gegenüber der aufgedrückten Niederfrequenz. Würde es sich um eine einfache niederfrequente Phasenverschiebung handeln, mit der der Vorgang eine gewisse Ähnlichkeit hat, so würde dadurch die Amplitudenrichtigkeit nicht beeinflußt. Leider bedeutet aber der An- und Abschaukelvorgang das Hinzubringen einer ganz fremdartigen Kurvenform, also eine störende Amplitudenverzerrung. Die Mittel zur Beseitigung bzw. Verringerung dieser Amplitudenverzerrung sind ähnliche wie die oben bei der Frequenzverzerrung infolge geringen Dekrementes erwähnten. Auch hier ist die Verzerrungsgefahr auf der Empfängerseite stärker als auf der Senderseite und die Verwendung von Siebketten, welche ein schnelleres Aufschaukeln der Schwingungen gestatten, kann den Fehler auf ein erträgliches Maß herabsetzen.

Wir haben also gefunden, daß der nieder-

frequente Teil nach dem heutigen Stand der Technik als verzerrungsfrei betrachtet werden kann und daß ferner bei Vermeidung schwach gedämpfter Kreise bzw. Ersatz durch Siebketten die Einseitenbandmodulation in Verbindung mit einer quadratischen Demodulation eine frequenz- und amplitudenrichtige Übertragung ermöglicht. Während es eine Reihe technisch einwandfreier Verfahren zur Zweiseitenbandmodulation gibt, deren Beschreibung und gegenseitige kritische Beurteilung an dieser Stelle zu weit führen würde, fehlt aus der eben erwähnten Reihe der Erfordernisse für eine frequenz- und amplitudenrichtige Übertragung nur eine technisch brauchbare Methode zur Einseitenbandmodulation. Naheliegend ist es, das eine Seitenband aus einer nach dem gewöhnlichen Verfahren modulierten Welle durch Resonanzkreise oder Siebketten auszuschalten. Leider gelingt dies nur bei sehr großen Wellenlängen, für welche die Breite des Seitenbandes relativ groß gegenüber der Trägerwelle ist, während bei den üblichen Rundfunkwellen es selbst bei Anwendung von Siebkreisen kaum gelingen dürfte, genügend steil anspringende Resonanzkurven zu erzielen. Recht interessant sind die Versuche der Radio-Corporation of America, eine drahtlose telephonische Verbindung zwischen Nordamerika und England herzustellen, welche nach der Einseitenbandmethode durchgeführt wurden und zwar zu einer Zeit, als man glaubte, daß sich nur die langen Wellen von mehreren Kilometern für den transozeanischen drahtlosen Nachrichtenverkehr eignen. Unter dieser Voraussetzung war eine Einschnürung des Frequenzbandes nötig, weniger mit Rücksicht auf die Qualität der Übertragung als auf die Einsatzdichte. Da selbst noch bei diesen Wellenlängen die einwandfreie Trennung der Seitenbänder auf Schwierigkeiten stieß, verwendete man eine sehr niedrige Zwischenfrequenz, aus welcher nach der Modulation zunächst ein Seitenband ausgesiebt wurde, mit welchem dann die eigentliche Trägerwelle moduliert wurde. Auf diese Weise lagen die Seitenbänder der modulierten Welle um den Betrag der Zwischenfrequenz auseinander, wodurch es gelang, das nicht gewollte Seitenband auszuscheiden. Für den Rundfunk dürfte ein Umweg über eine Zwischenfrequenz zum Zwecke der Einseitenbandmodulation schon aus dem Grunde praktisch nicht in Frage kommen, weil die doppelte Modulation auch eine doppelte Demodulation beim Empfänger, d. h. eine mit dem Zwecke des Rundfunks unvereinbarte Komplikation auf der Empfangsseite zur Folge hätte. Nach einem Vorschlage des Verfassers[1]) läßt sich eine Einseitenbandmodulation ohne Verwendung von Siebkreisen dadurch durchführen, daß zwei nach dem Zweiseitenbandverfahren modulierte Schwingungen gleicher Amplitude, sowie Träger- und Modulationsfrequenz additiv überlagert werden, wobei sowohl die beiden Trägerwellen als auch die beiden modulierenden Schwingungen gegeneinander um 90° in Phase verschoben sind. Wenn man nämlich zu der Schwingungsform nach Gleichung (1) eine solche addiert, bei der die eben bezeichnete Phasenbeziehung vorliegt, also

$$A = A \cdot \cos \Omega + A \cdot \cos \Omega t \cdot a \cdot \cos \omega t,$$

so ergibt sich nach trigonometrischer Umformung

$$A = A \cdot \cos \Omega t \cdot \sqrt{2} + \frac{A \cdot a}{2} \cdot \sin (\Omega + \omega) \tau,$$

also eine Welle, die sich aus Trägerwelle und einem Seitenband zusammensetzt. Würde man statt der Addition die Subtraktion wählen, so würde sich das andere Seitenband ergeben. Geht man statt von der gewöhnlichen Zweiseitenbandmodulation von einer solchen mit unterdrückter Trägerfrequenz aus, so ergibt die Überlagerung ein reines Seitenband ohne Trägerwelle. Eine für die Durchführung dieses Vorschlages geeignete Schaltung ist in Abb. 6 schematisch dargestellt und

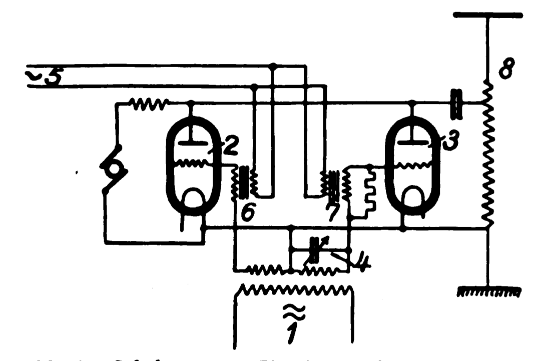


Abb. 6. Schaltuug zur Einseitenbandmodulation mit Trägerwellé.

zwar für die Einseitenbandmodulation mit Trägerwelle. Abb. 7 zeigt eine Sehaltung für die reine Einseitenbandmodulation ohne Trägerwelle. Während es ohne Schwierigkeiten gelingt, zwei hochfrequente Schwingungen gleicher Amplitude mit einem Phasenunterschied von etwa 90° herzustellen, stößt dies für das Frequenzgemisch der akustischen Schwingungen auf Schwierigkeiten, da in allen Fällen, in denen die Phasenverschiebung von 90° auftritt (Sekundärspannung eines Transformators gegen den Primärstrom, Spannungsabfall an einer Drossel gegenüber dem Strom, Spannung an einem Kondensator gegenüber dem Strom), die phasenverschobene Amplitude proportional bzw. umgekehrt proportional der Frequenz ist. Es entsteht also die Aufgabe, eine Phasenverschiebung von 90° für alle Frequenzen bei Erhaltung des Amplitudenverhältnisses herzustellen, die vielleicht mit Hilfe

[1]) D. R. P. angemeldet.

eines der Frequenz proportionalen Ohmschen Widerstandes gelöst werden kann.

Die mitgeteilten Untersuchungen sind zum Teil gemeinsam mit Herrn G. Thilo durchgeführt worden.

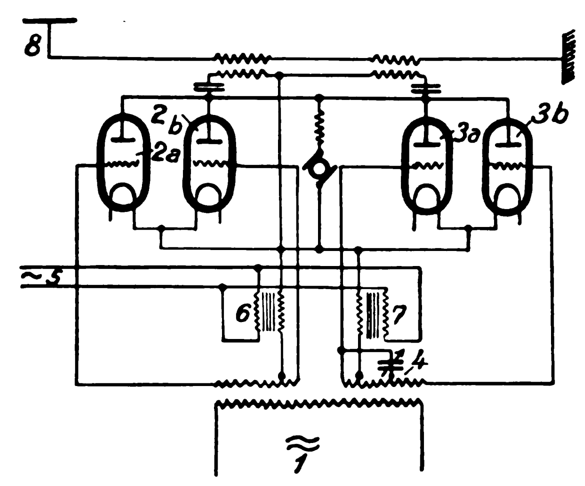


Abb. 7. Schaltung für Einseitenbandmodulation ohne Trägerwelle.

Zusammenfassung.

Die Frequenzrichtigkeit erfordert bei der Übertragung mit hochfrequentem Trägerstrom die Verwendung von Resonanzgebilden mit scharf begrenzten Durchlaßbereich dessen Breite doppelt so groß als der Bereich der hörbaren Töne sein muß.

Ungenügende Frequenzrichtigkeit ist für die Übertragung der Musik weniger schädlich als der Sprache.

Die Amplitudenrichtigkeit kann bei der niederfrequenten Übertragung weitgehend gewahrt werden, am schlechtesten in den an sich vermeidbaren Niederfrequenztransformatoren. Die Amplitudenverzerrung der Niederfrequenztransformatoren steht in engem Zusammenhang mit der Frequenzverzerrung und ist schädlicher als diese.

Bei der Übertragung mit hochfrequentem Trägerstrom ist die Förderung der Amplitudenrichtigkeit erfüllt, wenn die Modulation nach dem Einseitenbandverfahren und die Demodulation mit einem quadrierenden Indikator erfolgt.

Bei der Zweiseitenbandmodulation ist die Gleichmäßigkeit der Periodenlängen und die Form der Berandungskurve abhängig von der Phasenlage der drei Teilschwingungen.

Die Amplitudenrichtigkeit beim Zweiseitenbandverfahren ist abhängig von der Frequenzrichtigkeit der Übertragung und erfordert als Demodulator einen Gleichrichter mit linearer Stromspannungskurve für eine Polarität.

Es fehlt bis jetzt an einem technisch brauchbaren Verfahren zur Einseitenbandmodulation. Nach einem Vorschlag des Verfassers wird die Aufgabe durch Kombination zweier nach dem Zweiseitenband modulierter Schwingungen gelöst, deren hochfrequente und niederfrequente Teile gegeneinander um 90° in Phase verschoben sind.

Untersuchungen über Verfestigungserscheinungen am Steinsalz.

Von W. Ewald in Berlin.

Inhalt: Feststellung der Biegungsfestigkeit von Steinsalz aus Wieliczka und Staßfurt. — Einfluß der mechanischen Bearbeitung auf die Festigkeit. — Wirkung der Vorbelastung. — Änderung der Festigkeit durch Pressen und öfteres Hin- und Herbiegen. — Festigkeit schwach gefärbter Steinsalzprismen. — Dimensionsunabhängigkeit der Biegungsfestigkeit.

Obgleich die Berechnung der Höchstspannung im Biegungsversuch mit Hilfe der unten verwendeten Formeln nach den neuesten Versuchsergebnissen nicht mehr ohne Korrektionsglied zulässig[1]) ist, lassen sich ohne Berücksichtigung der komplizierten Formel auf Grund vorliegender Versuche zu mindest qualitativ recht interessante Verfestigungserscheinungen am Steinsalz feststellen. Aus diesem Grunde hielt ich vorliegende Ausführungen zur Ergänzung der bisher gegebenen Darstellung der Versuche für notwendig, wird sie doch, wenn man die angeführten Messungen auch nur als Vorversuche betrachtet, Anregung für weitere Untersuchungen in dieser Richtung geben.

Bei Prüfung[2]) der Biegungsfestigkeit von Steinsalz aus Staßfurt und Wieliczka konnte ich die merkwürdige Erscheinung feststellen, daß die Festigkeit des Salzes aus Staßfurt bedeutend höher ist als die des Salzes aus Wieliczka. Man könnte zunächst annehmen, daß das Staßfurter Salz im Bergwerk durch irgendwelche Kräfte deformiert ist, jedoch wurden bei der Auswahl des zu untersuchenden Salzes folgende Kriterien beachtet, die für die Verwendung ausschlaggebend waren: a) Reinheit des Klarsalzstückes (Steinsalz ohne Einschlüsse), b) Wahrung der genauen Kristallform (Steinsalz, das im Bergwerk nicht durch tektonische Kräfte deformiert ist), und c) Optische Isotropie. Es ist also zunächst keine Erklärung für die in Tab. 1 verzeichneten Versuche vorhanden. Man muß wohl irgendwelche anderen geologischen Einflüsse annehmen.

Außerdem erkennt man, daß das Steinsalz aus Staßfurt in der Festigkeit großen Schwankungen unterliegt; bei dem Salz aus Wieliczka wurde an verschiedenen Kristallen eine weit bessere Über-

---

[1]) Siehe W. Ewald und M. Polanyi, Ztschr. f. Phys. **31** (1925), 748.

[2]) Über die verwendete Apparatur, s. W. Ewald, „Die Glasindustrie" **34** (1925), 3.

Tabelle 1.

Bruchfestigkeit geschliffener und polierter Steinsalzprismen.

Nr.	h in mm	b in mm	l in mm	P in g	F[3]) in g/mm²	Material aus:	Kristall
1	3,295	4,020	18,9	1840	**1195**	Wieliczka	A
2	3,750	3,980	21,3	2080	**1188**	„	A
3	3,855	3,905	25,4	1870	**1232**	„	A
4	3,135	6,725	24,2	2288	**1266**	„	B
5	3,165	6,695	24,2	2266	**1228**	„	B
6	3,580	4,815	24,2	2400	**1413**	Staßfurt	C
7	3,610	4,900	24,2	2500	**1423**	„	C
8	2,505	4,870	24,2	1380	**1640**	„	D
9	2,425	4,935	24,2	1330	**1668**	„	D
10	3,350	5,155	24,8	2790	**1796**	„	E
11	3,430	5,125	24,8	2820	**1743**	„	E

einstimmung gefunden. Diese Tatsachen konnten anläßlich anderer Versuche wiederholt beobachtet werden. Aus diesem Grunde wird die Verwendung von Wieliczkaer Salz bevorzugt.

Weiter sieht man, daß die auf gleiche Weise behandelten[4]) Steinsalzkristalle eine gute Übereinstimmung der Festigkeitsbestimmungen ergeben.

Tabelle 2.

Wirkung des Schleifens, des Polierens und des Anrauhens polierter Flächen auf die Bruchfestigkeit von Steinsalzprismen.

Nr.	h	b	l	P	F	Oberfläche	Kristall
1	3,315	3,615	25,0	1932	**1822**	unpoliert	A
2	3,390	4,315	25,0	2000	**1515**	poliert	A
3	3,480	3,315	25,0	1710	**1598**	unpoliert	B
4	2,470	4,350	25,0	1070	**1512**	poliert	B
5	3,090	6,310	25,0	2538	**1580**	unpoliert	C
6	3,350	6,815	25,0	2676	**1303**	poliert	C
7	3,160	4,830	25,0	2035	**1687**	unpoliert	D
8	2,760	3 650	25,0	1120	**1512**	poliert	D
9	3 490	4,610	25,0	2640	**1766**	unpoliert	E
10	2,110	2,530	25,0	455	**1516**	poliert	E
11	2,860	4,870	25,0	1786	**1682**	unpoliert	F
12	3,075	6 205	24,2	2247	**1393**	poliert	F
13	3,825	4,000	26,4	2333	**1580**	unpoliert	G
14	3,850	4,245	26,4	2317	**1460**	poliert	G
15	3,425	5,655	28,6	2500	**1622**	unpoliert	H
16	3,555	6,290	28 6	2550	**1380**	poliert	H
17	3,930	4,391	26,4	2950	**1725**	unpoliert	I
18	4,270	5,295	28,6	3185	**1415**	poliert	I
19	3,400	3,465	28,6	1605	**1722**	unpoliert	K
20	2,775	3,300	16,7	1595	**1575**	poliert	K
21	3,155	5,175	25,1	2400	**1758**	poliert	L
22	3,020	5,085	25,1	2135	**1754**	angerauht	L
23	3,010	4,525	25,1	1900	**1755**	poliert	M
24	2,975	4 355	25,1	1760	**1720**	angerauht	M
25	2,615	4,895	25,1	1385	**1562**	poliert	N
26	2,540	4,825	25,1	1320	**1597**	angerauht	N
27	2,840	5,115	25,1	1850	**1690**	poliert	O
28	2,785	5 195	25,1	1880	**1756**	angerauht	O

[3]) $F = \frac{1.5\,Pl}{h^2\,b}$ g/mm².

[4]) Das Schleifen geschah mittels dreier Schmirgelscheiben (in Stufen von grober zu feiner Körung). Das Polieren der Prismen wurde auf plangeschliffenen Glasscheiben mittels 15′—60′ Schmirgel, Toluol und Olivenöl bewerkstelligt.

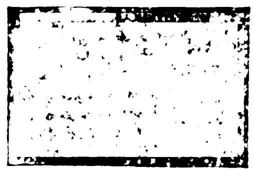
Um festzustellen, welchen Einfluß die Art der Bearbeitung auf die Festigkeit hat, wurde die Festigkeit von Spaltstücken im Vergleich zu geschliffenen und polierten Prismen untersucht. Es zeigte sich, daß das bearbeitete Prisma (durch Erzeugung einer verfestigenden Oberflächenschicht) eine im Mittel um 4,2% erhöhte Festigkeit hat. Aus 43 Versuchen ergab sich gleichzeitig für Salz aus Wieliczka im Mittel eine Bruchfestigkeit von $F = 1192$ g/mm² bei einem mittleren Fehler an verschiedenen Klarsalzstücken von $\pm$ 1,2%.

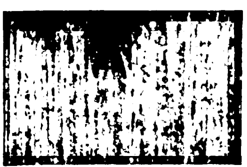
Im weiteren ist untersucht worden, welchen Einfluß diese Operationen im einzelnen auf die Festigkeit haben. Hierbei wurden stets Stücke verglichen, die aus demselben Block herausgeschnitten und auf gleiche Weise geschliffen worden waren. Ein Teil dieser Probestücke wurde unpoliert gelassen, der andere wurde poliert. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Tab. 2 verzeichnet.

Die Festigkeit der polierten Prismen liegt etwa 13% unter der der nur geschliffenen, man sieht also, daß das Schleifen den Kristall stark verfestigt, und daß das Polieren die Verfestigung zu einem Teil wieder aufhebt. Die Versuche ergeben ferner, daß, wenn beide Prismen erst poliert und dann eins von ihnen angerauht wird (Schlichtfeile), hierdurch ein merklicher Unterschied in der Festigkeit nicht bedingt wird. Das zeigt, daß die verfestigende Wirkung des Schleifens eine nicht rein oberflächliche ist.

Es wurde nun weiter versucht, welche der vier Umhüllungsflächen, die obere und untere Fläche (die Flächen maximaler Dehnung und Pressung) oder die Seitenflächen den entscheidenden Einfluß auf die Festigkeit haben. Hierzu wurden an einem Prisma ein Paar genüberliegende Seiten poliert und das andere Paar grob geschliffen. Tab. 3 zeigt, daß an Steinsalz aus Wieliczka und Staßfurt die Festigkeit, wenn der Grobschliff an der oberen und unteren Seite liegt, fast ebenso stark erhöht ist, als wenn alle vier Flächen grob geschliffen wären, und zwar lag die Festigkeit, wenn die Politur oben und unten war, 9,2% unter der, wenn die Politur an den Seiten lag.

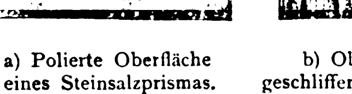
Ein mikroskopisches Bild der Politur und des Schliffes vor dem Polieren zeigt Abb. 1.





a) Polierte Oberfläche eines Steinsalzprismas.

b) Oberfläche eines geschliffenen Steinsalzprismas vor dem Polieren.



(Zehnfache Vergrößerung.)

Abb. 1.

Tabelle 3.

Bruchfestigkeit von Steinsalzprismen, bei denen zwei gegenüberliegende Seiten poliert und die beiden anderen unpoliert sind. (Material aus Wieliczka und Staßfurt.)

Nr.	h	b	l	P	F	Lage d. Politur	Kristall
1	2,880	2,880	21,2	1330	**1770**	oben/unten	A
2	2,895	2,895	21,2	1540	**2025**	a. d. Seiten	A
3	3,010	3,010	15,6	1490	**1282**	oben/unten	B
4	2,930	3,030	15,6	1650	**1485**	a d. Seiten	B
5	2,715	2,675	20,2	850	**1310**	oben/unten	C
6	2,750	2,690	20,2	850	**1268**	a. d. Seiten	C
7	2,770	2,750	20,2	840	**1207**	oben/unten	D
8	2,735	2,785	20,2	960	**1395**	a. d. Seiten	D
9	3,055	2,895	20,6	980	**1120**	oben/unten	E
10	2,925	3,075	20,6	1060	**1248**	a. d. Seiten	E

Die Dimensionsunabhängigkeit der Festigkeit ist fast genau gewahrt. Nur bei sehr großen Unterschieden in der Höhe und Breite (1 und 5 mm) liegt die Festigkeit der weniger hohen um etwa 2 % über der der hohen Prismen.

Geschliffene und polierte Steinsalzprismen wurden mit 80 % der normalen Bruchlast (von 1192 g/mm²) während 24—30 Stunden beansprucht. Nach Peters und Polanyi[5]) wäre eine Verfestigung zu erwarten gewesen. Tab. 4 zeigt, daß dies nicht der Fall war.[6])

Tabelle 4.

Bruchfestigkeit von Steinsalzprismen, die während 24—30 Stunden mit 80 % der normalen Bruchlast auf Biegung beansprucht waren. (Material aus Wieliczka.)

Nr.	h	b	l	P	F	Dauer der Vorbelast.	Kristall
1	2,275	3,260	20,9	620	**1152**	28^h	A
2	2,330	2,440	20,9	510	**1207**	26	A
3	2,245	3,900	20,9	690	**1101**	24	A
4	2,580	2,865	20,9	725	**1191**	30	B
5	2,530	4,035	20,9	910	**1103**	24	B

Dagegen gelang es, eine Verfestigung durch Pressen des Salzes zu erzielen. Hierzu wurden größere Steinsalzstücke in der Flamme bis knapp unter dem Schmelzpunkt erwärmt und etwa auf die Hälfte im Schraubstock in Richtung parallel einer Würfelfläche zusammengepreßt. Aus den abgekühlten Preßstücken wurden die zum Versuch benötigten Prismen herausgesägt, geschliffen und poliert. Wie Tab. 5 zeigt, erhöht sich die Festigkeit beträchtlich gegen die normale von 1192 g/mm².

Tabelle 5.

Bruchfestigkeit von gepreßtem Steinsalz (Material aus Wieliczka).

Nr.	h	b	l	P	F	Kristall
1	2,815	3,450	24,5	2000	**2690**	A
2	2,920	3,505	23,6	2195	**2600**	A
3	2,820	4,150	20,5	2870	**2675**	B
4	2,825	4,315	16,5	3920	**2825**	B
5	3,400	4,085	27,8	2180	**1925**	C
6	3,480	4,270	26,8	3000	**2330**	D
7	2,960	3,950	15,7	3500	**2385**	E
8	2,745	2,540	11,2	2190	**1924**	F

Die Werte dieser Tabelle schwanken stark, da das Pressen nicht quantitativ vorgenommen wurde.

Die in der Tab. 6 festgestellten Festigkeiten (von etwa 1900 g/mm²) beziehen sich auf Steinsalzprismen, die bei 5 cm Länge ein schwaches Violett zeigen. Die Tabelle läßt erkennen, daß bereits schwach gefärbtes Salz eine merklich erhöhte Festigkeit hat.

Tabelle 6.

Bruchfestigkeit schwach gefärbter Steinsalzprismen. (Material aus Staßfurt).

Nr.	h	b	l	P	F	Kristall
1	3,165	4,210	25,5	2120	**1927**	A
2	3,785	3,580	25,5	2490	**1856**	A
3	2,255	4,785	25,5	1210	**1903**	A
4	2,210	3,655	25,5	880	**1888**	A

Zum Schluß sei noch die Herabsetzung der Festigkeit durch Hin- und Herbiegen der Kristalle erwähnt. Bei besonderen Untersuchungen[7]) fiel es auf, daß die Kristalle nach mehrfachem Hin- und Herbiegen durchbrechen, obzwar die Last nicht erhöht ist. Dies führte zur Frage, ob nicht im Laufe des Versuches die Reißfestigkeit herabgesetzt worden ist. Es wurden daher die beiden Enden der gebrochenen Kristalle auf ihre Festigkeit geprüft. Die neue Bruchfläche kommt dann an eine Stelle, die durch das Hin- und Herbiegen nur sehr wenig beeinflußt wird.

Tabelle 7.

Herabsetzung der Festigkeit von Steinsalz durch Hin- und Herbiegen des Kristalles bei normaler Temperatur.

Nr.	h	b	l	P	F_H[8])	l	P	F_A[9])	l	P	F_A
1	1,140	3,745	30,3	95	**890**	14,8	255	**1160**	14,3	265	**1175**
2	1,850	5,390	30,0	385	**945**	17,3	937	**1320**	16,8	910	**1245**
3	1,690	3,360	30,6	226	**1090**	17,2	530	**1435**	17,2	545	**1470**
4	1,550	3,490	28,15	212	**1073**	14,8	680	**1825**	14,8	670	**1785**
5	1,805	6,750	36,5	433	**1080**	18,7	1000	**1280**	20,7	920	**1300**
6	1,680	5,930	38,3	323	**1110**	18,4	780	**1290**	21,2	695	**1323**

---

[5]) Peters und Polanyi, Zeitschr. f. Elektrochem. **28** (1922), 16.

[6]) Eine Verfestigung von Steinsalz ist wohl möglich durch eine Vorbelastung, aber es muß dann für eine Herabsetzung der Elastizitätsgrenze gesorgt werden. Vgl. W. Ewald und M. Polanyi, Zeitschr. f. Phys. **28** (1924), 29.

[7]) Siehe W Ewald und M. Polanyi, Zeitschr. f. Phys. **31** (1925), 31.

[8]) F_H = Festigkeit des Steinsalzkristalles nach öfterem Hin- und Herbiegen.

[9]) F_A = Festigkeit eines Endstückes des Kristalls.

Die Enden haben in der Tat höhere Festigkeit als der Kristall, dessen Bruchstücke sie waren. In Tab. 7 finden sich ähnliche Ergebnisse in eigens hierzu angestellten Versuchen wieder.

Die Festigkeit nach dem Hin- und Herbiegen beträgt im Mittel 24 % weniger als die des unbeanspruchten Kristalls.

Zusammenfassung.

1. Es wurde ein Unterschied der Festigkeit des Steinsalzes aus Wieliczka und aus Staßfurt festgestellt. Die Festigkeit des Salzes aus Wieliczka betrug 1192 g/mm² bei einem mittleren Fehler von ± 1,2 %, die des Staßfurter Salzes schwankte stark und zwar zwischen 1400 und 1800 g/mm². Aus letzterem Grunde wird die Verwendung von Steinsalz aus Wieliczka bevorzugt.

2. Bei der Bestimmung der Festigkeit zeigten die auf gleiche Weise behandelten Steinsalzstücke eine gute Übereinstimmung. Der Fehler zwischen den Bestimmungen an einem Kristall beträgt im Mittel 1,6 %.

3. Die Festigkeit der Prismen wird durch Schleifen und Polieren um 4,2 % erhöht.

4. Wird ein Steinsalzprisma nur grob geschliffen (nicht poliert), so zeigt sich gegenüber den polierten Kristallen eine erhöhte Festigkeit. Das Polieren der Kristalle setzt die durch das Schleifen gewonnene erhöhte Festigkeit um 13 % herab.

5. Werden zwei Kristalle geschliffen und poliert und wird eins von ihnen angerauht, so zeigt sich kein Unterschied in der Festigkeit.

6. Läßt man an einem Steinsalzprisma die obere und untere Seite (Druck- und Zugseite) grob geschliffen und poliert die Seitenflächen, so ist die Festigkeit um etwa 9 % höher als die, wenn alle Seiten poliert sind. Die Oberflächenbeschaffenheit der Seitenflächen hat also einen bedeutend geringeren Einfluß auf die Festigkeit.

7. Bei sehr großen Unterschieden in der Höhe und Breite der Kristalle haben die weniger hohen eine etwas größere Festigkeit.

8. Entgegen den Ergebnissen von Peters und Polanyi wird festgestellt, daß eine Vorbelastung der Kristalle während 24—30 Stunden mit etwa 80 % der Bruchlast keine Erhöhung der Festigkeit bedingt.

9. Wird Steinsalz bei 750°—800° im Schraubstock parallel den Würfelflächen zusammengepreßt (z. B. auf die Hälfte), so erhöht sich die Festigkeit stark.

10. Schon schwach gefärbte Steinsalzprismen zeigten erhöhte Festigkeit (rd. 1900 g/mm²).

11. Die Biegungsfestigkeit öfters hin- und hergebogener Kristalle ist herabgesetzt.

(Eingegangen am 29. November 1925.)

Beitrag zur akustischen Gasanalyse.

Von W. Späth.

Inhalt: Es wird vorgeschlagen, die bei der Kopplung zweier mechanischer Schwingungsgebilde auftretenden Abstimmungsverhältnisse zur akustischen Gasanalyse zu verwenden.

Bedeutet s die Dichtigkeit, p den in CGS-Einheiten gemessenen Druck eines Gases und ist $\varkappa$ das Verhältnis der spezifischen Wärmen bei konstantem Druck und konstantem Volumen, dann gilt für die Schallgeschwindigkeit u in dem betreffenden Gas die Beziehung:

$$u^2 = \frac{\varkappa \cdot p}{s},$$

oder durch Elimination von p:

$$u^2 = 101{,}33 \cdot \varkappa \frac{1 + \alpha t}{s_0} (\mathrm{m/sec})^2,$$

wo α der Ausdehnungskoeffizient, t die Temperatur und s_0 das spezifische Gewicht des Gases bei 0° und Normaldruck ist. Ist die Schallgeschwindigkeit u bekannt, so kann obige Gleichung dazu dienen, die Gasdichte, $\varkappa$ oder die Temperatur zu bestimmen. Von praktischem Interesse ist die Bestimmung der Gasdichte, bzw. deren Veränderungen. Am bekanntesten ist in dieser Beziehung die Habersche Pfeife geworden, bei der die Änderung der Tonhöhe einer mit dem zu untersuchenden Gas angeblasenen Pfeife bestimmt und so auf die Änderung der Zusammensetzung des Gases geschlossen wird.[1]

Eine weitere Möglichkeit besteht nach dem Vorschlag von W. Kunze[2] darin, die bekannte aus Telephon und Mikrophon bestehende Summereinrichtung zu verwenden. Das zu untersuchende Gas wird hierbei in den Kopplungsraum gefüllt, der Telephon und Mikrophon miteinander koppelt. Verändert sich die Dichte des Gases und somit die Schallgeschwindigkeit, so macht sich dies in einer Änderung des von der Summereinrichtung gelieferten Tones bemerkbar.

Den genannten Verfahren ist gemeinsam, daß die zur Anzeige gelangende Änderung der Tonhöhe proportional den Änderungen der Schallgeschwindigkeit in dem zu untersuchenden Gase ist. Es soll nun im folgenden eine Methode der akustischen Gasanalyse beschrieben werden, die eine wesentlich größere Empfindlichkeit aufweist, und sich durch eine gute Anpassungsfähigkeit an die verschiedensten Bedingungen auszeichnet.

[1] Vgl. Die Naturwissenschaften (1913), 1049. — E. Hurwitz, Wasserstoffprüfung auf akustischem Weg. Zeitschr. f. techn. Physik **6** (1925), 113; D. R. P. 275224, 275906.

[2] D. R. P. 404809.

Die neue Anordnung besteht prinzipiell aus zwei miteinander gekoppelten Schwingungsgebilden, von denen das eine in beliebiger Weise zu selbstgesteuerten Schwingungen erregt wird, während das zweite Schwingungsgebilde in seiner Abstimmung von den Eigenschaften des zu untersuchenden Gases abhängig ist. Es ist bekannt, daß zwei miteinander gekoppelte Schwingungsgebilde, die vor der Kopplung eine annähernd gleiche Abstimmung besitzen, im Bereich dieser Eigenabstimmung einen eigentümlichen Verlauf der Gesamtabstimmung aufweisen. Ähnliche Erscheinungen treten beispielsweise bei Röhrengeneratoren auf und sind dort unter dem Namen „Ziehen" bekannt. Die völlige Übereinstimmung der entsprechenden Verhältnisse an mechanischen Schwingungsgebilden mit denjenigen an elektrischen Systemen haben H. Vogel und M. Wien[3]) für den Fall der schwingenden Zunge, die mit einem Luftraum gekoppelt ist (Zungenpfeife) gezeigt. Je nach der Kopplung der beiden Schwingungsgebilde entspricht einer Änderung der Eigenabstimmung des einen Gebildes eine größere oder kleinere Änderung der Gesamtabstimmung. Es kann sogar — wenigstens theoretisch — erreicht werden, daß eine kleine Änderung der Eigenabstimmung eine unendlich große Änderung der Gesamtabstimmung verursacht. Praktisch macht sich dies durch ein völliges Umschlagen des Tones erkenntlich.

Bei allen Apparaten der akustischen Gasanalyse machen sich störende Einflüsse durch sekundäre Erscheinungen unangenehm bemerkbar. Besonders beim Anblasen von Pfeifen ergeben sich Unzuträglichkeiten infolge des schwankenden Anblasedrucks, wodurch besondere Zusatzeinrichtungen nötig werden. Die beschriebene Anordnung zeigt in dieser Hinsicht eine gute Anpassungsfähigkeit, insofern, als Tonerzeuger gewählt werden können, die von störenden Einflüssen möglichst frei sind. In dieser Hinsicht besonders geeignet dürfte eine elektromagnetisch betriebene Membran sein. Ein entsprechender Apparat würde also den bekannten Signalinstrumenten gleichen. Eine Membran wird hierbei mit Hilfe einer Batterie und eines Unterbrechers in Schwingungen versetzt. Mit der Membran ist ein geeignet abgestimmter Luftraum gekoppelt, der das zu untersuchende Gasgemisch enthält. Um die Einflüsse der Temperatur zu vermeiden, kann die Membran so ausgebildet werden, daß ihre Abstimmung dieselbe Temperaturabhängigkeit wie der Luftraum aufweist. Dies wird durch Eindrücken von Rillen in die Membran leicht erreicht. Der Apparat wird beispielsweise so eingestellt, daß beim Vorhandensein eines gefährlichen Gasgemisches der erzeugte Ton völlig umschlägt. Da mit diesem Umschlagen des Tones eine starke Änderung der Tonintensität verbunden ist, macht sich also das Ansprechen des Apparates außer durch die Tonhöhe, durch einen mehrfach verstärkten Ton bemerkbar. Es kann deshalb auf eine zweite Vergleichstonquelle verzichtet werden.

Anstatt der elektromagnetischen Erregung der Membran kann auch eine solche durch Druckluft vorgesehen werden. Die Membran wird hierbei entweder direkt oder durch Verbindung mit einer besonderen, schwingenden Zunge erregt. Da hierbei Einflüsse durch verschiedenen Anblasedruck weniger ins Gewicht fallen, besteht die Möglichkeit, ganz einfache Einrichtungen in Form von Signalpfeifen oder Hupen zu schaffen. Um auch kleinere Unterschiede in der Zusammensetzung des Gases feststellen zu können, wird eine Pfeife oder dergleichen vorgesehen, deren Luftraum so abgestimmt wird, daß sie auf Schwankungen der Gasdichte nicht anspricht. Ähnlich wie bei der Haberschen Pfeife können auf diese Weise Schwebungen erzeugt werden, deren Anzahl pro Sekunde jedoch bedeutend größer ist.

Zusammenfassung.

Werden zwei Schwingungsgebilde von annähernd gleicher Eigenabstimmung miteinander gekoppelt, so treten unter bestimmten Voraussetzungen „Zieherscheinungen" auf. Besteht das eine Schwingungsgebilde aus einem abgestimmten Gasraum, so machen sich Dichteänderungen des Gases und die damit verbundenen Änderungen der Abstimmung des Gasraumes in einer vielfach größeren Änderung der Gesamtabstimmung bemerkbar. Dieses Verhalten wird zur Grundlage einer Anordnung der akustischen Gasanalyse gemacht, wobei der speziellen, technischen Ausführung, je nach den praktischen Erfordernissen, verschiedene Wege offen stehen.

(Eingegangen am 20. Januar 1926.)

Über die Konstruktion des Thermophotometers II für meteorologische, botanische und lichttherapeutische Zwecke.

Von J. Plotnikow.

Inhalt: Es wird eine neue Konstruktionsform des Thermophotometers für spezielle praktische Zwecke beschrieben.

In der vorigen Mitteilung[1]) wurde ein Thermophotometer beschrieben, das nur für Laboratoriumszwecke anwendbar ist. Seitens einer Reihe meiner fachmännischen Kollegen wurde mir der Wunsch

[3]) H. Vogel, Ann. d. Phys. (1920), 247. — H. Vogel und M. Wien, Ann. d. Phys. (1920), 649.

[1]) Plotnikow, Zeitschr. f. techn. Phys. **6** (1925), 528, vgl. auch **5** (1924), 113.

ausgesprochen, den Apparat derart umzubauen, daß er auch für andere Zwecke, wie z. B. für meteorologische, lichttherapeutische und botanische anzuwenden wäre. Denn es ist von Wichtigkeit die Energie der Sonne zu verschiedenen Tages- und Jahreszeiten leicht im absoluten Maße zu photometrieren und dabei noch in spektralzerlegtem Lichte, um die spektrale Verteilung der Energie und ihre Änderung quantitativ bestimmen zu können.

Weiter ist es von Wichtigkeit: das diffuse Licht des Himmels, das von den Wolken, Erde, Meeresfläche, Blätteroberfläche reflektierte oder ausgestrahlte Licht zu messen; das Licht des Baumschattens, die von Blättern durchgelassene und absorbierte, in die Meerestiefe eindringende Energie quantitativ zu bestimmen. Um allen diesen Anforderungen entgegenzukommen, müßte man eine Reihe von speziellen Apparaten bauen, was zu umständlich und zu kostspielig wäre. Deshalb habe ich mich entschlossen, vorläufig nur einen Typus zu bauen, der ungefähr allen diesen Forderungen entspricht und erst später, wenn eine mehrjährige Erfahrung vorliegen wird, ihn entweder umzubauen und an neue Anforderungen anzupassen oder noch andere speziellere Typen auszuarbeiten.

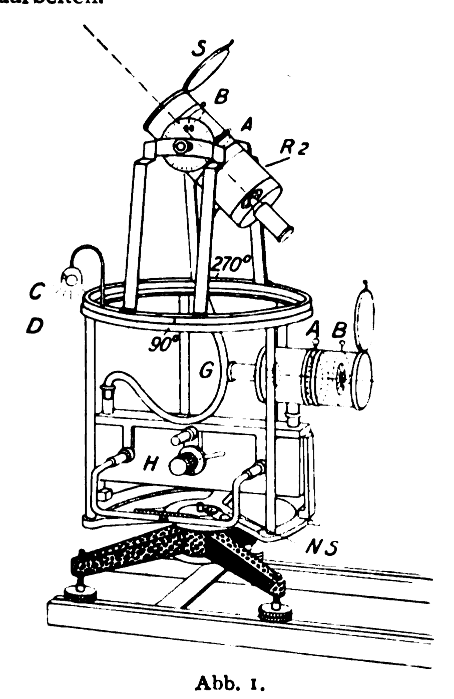


Abb. 1.

Gehen wir jetzt zur Beschreibung des Apparates (s. Abb. 1) über in der Form, wie er von der Firma F. Köhler in Leipzig in Handel gebracht worden ist.

A B sind die beiden Empfangsgasgefäße mit Irisblenden, Quarzverschlußplatten und Spiegelabblendungsvorrichtungen *S*, ganz so konstruiert, wie beim früheren Apparat der Fall ist. Ähnlich ist auch das Dreiwegverschlußventil *H* mit der Kapillare gebaut. Der Unterschied gegen den früheren Apparat besteht nur darin, daß das zweite Gefäß R_2 an einem vertikalen beweglichen Kreis angebracht ist, so daß es in beliebiger Himmelsrichtung vertikal verstellt werden kann und der horizontale Kreis *D* gestattet, es in horizontaler Richtung zu verstellen, so daß das Gefäß auf beliebige Stellen des Himmels und der Erde gerichtet werden kann. Dem Apparat ist noch ein Kompaß beigegeben. Die Verbindung der beiden Gefäße geschieht mit Hilfe eines Vakuumschlauchs *G*, der von außen vergoldet ist. Der ganze Apparat ist auf einem soliden Stativ montiert. Die Beobachtung des Tropfens geschieht je nach dem Genauigkeitsbedarf mittels eines Mikroskops von etwa 30- bis 100 facher Vergrößerung oder einer starken Lupe. Weiteren Zubehör hat es hier keinen Zweck anzugeben, weil er stark von dem speziellen Zwecke der Messung und dem Charakter des entsprechenden Instituts, wo dieser Apparat aufgestellt wird, abhängt.

Zusammenfassung.

Die Konstruktion des neuen Thermophotometers von Plotnikow unterscheidet sich von der ersten in dem Sinne, daß ein Empfangsgasgefäß vertikal und horizontal verstellbar gemacht worden ist, wodurch die Verwendbarkeit dieses Apparates für meteorologische, botanische und lichttherapeutische Zwecke gegeben ist.

Zagreb, den 11. Februar 1926.
Physik.-chem. Institut d. Königl. Techn. Hochschule.

Besprechungen.

Haas, Arthur, **Mechanik der Massenpunkte und der starren Körper.** Band II von „Handbuch der Experimentalphysik", hrsg. von W. Wien und F. Harms. XIV, 355 S., 276 Abb. Akad. Verlagsgesellschaft, Leipzig. 1926. Geh. Rm. 28,—, geb. Rm. 30,—

W. Wien und F. Harms geben im Verlag „Akademische Verlagsgesellschaft Leipzig" ein „Handbuch der Experimentalphysik" heraus, H. Geiger und K. Scheel im Verlag J. Springer ein „Handbuch der Physik" — daneben erscheint in neuer Form und Bearbeitung das Handbuch der Physik von Winkelmann im Verlag von Johann Ambrosius Barth, in zweiter Auflage das Handbuch der Spektroskopie bei Hirzel, in neuer — und neuzeitlicher umfassender Bearbeitung — der „Müller-Pouillet" und der „Chwolson" bei Vieweg — wahrlich man kann von den deutschen Verlegern und Physikern eben sagen und erhoffen: Wer vieles bringt, wird manchem etwas bringen. Originell ist entschieden die Idee eines „Handbuches der Experimentalphysik", in welchem die Möglichkeit gegeben ist in breiter Ausführung die experimentelle Forschung und die Erreichung ihrer Ergebnisse darzulegen, während andere Handbücher neben der Angabe der Resultate doch meist nur skizzierend auf Methoden und methodische Fragen



eingehen. Da hätte man als „Probeband" und als solcher wirkt nun der ersterscheinende Band eines Handbuches ob gewollt oder ungewollt — lieber die Behandlung eines anderen Teiles der Physik gesehen als gerade diese Mechanik: Arthur Haas, Mechanik der Massenpunkte und der starren Körper. Für Haas ist die Mechanik kein experimentelles Problem. Denn der Schwerpunkt seiner Behandlung dieses Gebietes liegt in dem quasi als Anhang gegebenen dritten Teil „Mathematische Ergänzungen zur Mechanik fester Körper" (S. 272—342), einer präzise gefaßten und didaktisch hervorragend gelungenen Darstellung der theoretisch-physikalischen Mechanik — sofern sich der nichtmathematische Referent dieses Urteil erlauben darf, das aber gerade von seinem Standpunkt aus vielleicht als Werturteil für seinesgleichen angesehen werden kann.

Die Hauptteile der experimentellen Mechanik wirken daneben mehr als eine experimentelle Ergänzung zur theoretischen Mechanik statt das zu sein, was wohl mancher erhoffte: nämlich gerade ein Handbuch der Experimentalmechanik. Da es dergleichen bisher einfach nicht gab, so hat sich allerdings eine große Masse von Hoffnungen angesammelt und man fühlt eine etwas unangenehme Enttäuschung, wenn so wenig davon erfüllt ist — man fühlt sie und darf ihr Ausdruck verleihen, wenn man auch vielleicht selbst, vor eine Aufgabe solch ungeheurer Schwierigkeit gestellt, an der Möglichkeit ihrer Lösung verzweifeln würde. Wer alljährlich einmal experimentelle Mechanik lesen muß und hierfür eine Sammlung ehrwürdiger klassischer Versuche zur Verfügung hat, der empfindet die Schwierigkeit der physikalischen Einführung des Studenten in die Begriffe der Mechanik ebenso wie den Mangel eines Handbuches, in dem er die Entwicklung des einen oder anderen klassischen Versuches nachsehen kann, das ihm auf neue Bearbeitungen, in der Litteratur weit zerstreut, hinweist, (nicht nur auf den häufiger zitierten Müller-Pouillet), das ihm neuere Versuchsmethoden, Apparate und Messungsergebnisse bringt. Hiervon vermißt man leider vieles — aber auch klassisch wertvolles fehlt (z. B. der hervorragende Versuch mit dem Maxwellschen Trägheitsrad, der Frahmsche Resonanzzähler, Bestimmung von Geschoßgeschwindigkeiten). — Was über die Eötvössche Drehwage gesagt ist, ersieht der Physiker auch aus einer Abbildung in einem Katalog, er sucht aber vergebens z. B. nach Angaben über die Dimensionierung der Wage; der Student wird aus dem Satze „Die Torsion wird in geeigneter Weise mittels eines Spiegels abgelesen" kaum lernen können, wie man mit der Drehwage eine Messung ausführt. Messungsergebnisse, Zahlenbeispiele, sind hier wie fast überall nicht gegeben. — Es fehlen die wichtigen mechanischen Versuche von Flammarion und ganz besonders die von J. G. Hagen, die in dem großen Werke „La rotation de la terre" in dem „Specola Astronomica vaticana" 1910—1913 niedergelegt sind, und die ihrer Methode und ihrer Ergebnisse wegen schon eine Bekanntschaft verdienten. — Arg stiefmütterlich ist die Reibung behandelt: hierüber steht kaum mehr in dem Handbuch als in manchem kleinen Lehrbuch. Gewiß wird kein moderner Physiker die Reibung als etwas anderes als ein „molekulares" Phänomen aufgefaßt wissen wollen, also als ein nicht zur Mechanik des starren Körpers gehöriges Kapitel. Aber in der experimentellen Mechanik spielt die Reibung nun einmal eine Hauptrolle und so sollten wenn überhaupt von ihr und der Wirkung von Schmiermitteln gesprochen wird, so schöne und wichtige Arbeiten wie die von Ch. Jacob, Lord Rayleigh, Hardy u. a nicht fehlen. — Über den Kreiselkompaß hätte man gerne etwas mehr erfahren, so z. B. daß er aus drei Kreiseln besteht, auch lieber von ihm (und vielleicht einem Horizontalpendel) eine Abbildung gesehen als etwa von der Pendeluhr (mit über 25 Buchstaben in der Zeichnung, von denen nur drei im Texte erklärt sind) oder der alten Fallröhre; und eine Beschreibung und Darstellung des Zählwerkes eines Tourenzählers wäre nützlicher als die Photographie seines Zifferblattes. Auch von manchem anderen Apparat (und auch Vorgang!) lernte man lieber die Seele als die äußere Form kennen.

Der Verfasser dieses Berichts kann nicht leugnen, daß seine Kritik von getäuschter Hoffnung diktiert ist. Zweifellos hat das Buch seine Vorzüge, allein der eben besprochene dritte, mathematische Teil stellt für jeden lernenden Physiker ein einzigartiges Hilfsmittel dar: Hier gibt Haas, der vortreffliche Didaktiker der Mechanik, sich selbst. Aber unter einem Handbuch der Experimentalmechanik verstehen die Leser — und nicht auch die Herausgeber? — doch etwas anderes. W. Gerlach-Tübingen.

Heyck, Paul, **Beleuchtung.** Aus der Sammlung „Betriebstaschenbuch", herausg. von R. Horstmann und K. Laudien. VII, 35 S., 30 Abb. i. T., 3 Tafeln. Max Jänecke, Leipzig. 1924.

Nach einer kurzen Einleitung über die Bedeutung guter Beleuchtung im gewerblichen Betrieb bringt der Verfasser zunächst die Grundbegriffe der Lichttechnik und die zurzeit maßgebenden Gesichtspunkte für die Bewertung von Lampen und Beleuchtung. Dann folgen die wichtigsten Anforderungen an die Beleuchtung gewerblicher Arbeitsstätten, deren Inhalt im allgemeinen mit einem Entwurf des Verfassers für die „Leitsätze für die Beleuchtung" der Deutschen Beleuchtungstechnischen Gesellschaft übereinstimmt. Ferner werden die hauptsächlichsten Eigenschaften der Gas- und elektrischen Lichtquellen besprochen und die Armaturen für elektrische Glühlampen behandelt. Den Abschluß bildet ein kurzer Abschnitt über Projektierung von Beleuchtungsanlagen mit beigefügten Berechnungsbeispielen. Das Taschenbuch ist als kurze Zusammenfassung der wichtigsten Beleuchtungsgrundsätze für Betriebstechniker zu empfehlen. Hg. Frühling.

Wirtschaftliches Arbeiten. 54 S. **DJN Normenblatt-Verzeichnis.** 96 S. Beuth-Verlag G. m. b. H, Berlin. 1925. Rm. 0,50.

Unter dem ersten Titel sind enthalten die bisher veröffentlichten Arbeiten mehrerer technisch-wissenschaftlicher Körperschaften, die in Gemeinschaft mit der Industrie, Behörden und Schulen sich das Studium und die Festlegung der Grundlagen für die Wirtschaftlichkeit des Fabrikationsprozesses und Betriebes zur Aufgabe gestellt haben. Die einzelnen Beiträge sind nach Art und Inhalt kurz erläutert.

Der Zweck, den diese Arbeiten verfolgen, ist die Hebung der Wettbewerbsfähigkeit Deutschlands auf dem Weltmarkte durch Verbesserung und Verbilligung der Industrieerzeugnisse und ihrer Herstellungsmethoden, sowie Ersparnis an Stoff und Zeit.

Eine der wichtigsten Voraussetzungen der wirtschaftlichen Fertigung ist die Normung, über deren Stand im Frühjahr 1925 das „DJN Normenblatt-Verzeichnis" Aufschluß gibt. Es ist in ein Sach-, Nummern- und Stichwortverzeichnis gegliedert, wodurch eine gute Übersicht erzielt und das Aufschlagen erleichtert wird.

Alle am Fabrikationsprozeß beteiligten Kreise, Fabrikanten, technische und kaufmännische Betriebsbeamte, Konstrukteure, Werkmeister usw. finden in den „Wirtschaftlichen Arbeiten" eine reichhaltige Sammlung an wissenswerten Schriften und beachtlichen Merkblättern, Lehrgängen usw., auf deren große Bedeutung für die Wiedererstarkung und Festigung der deutschen Industrie nachdrücklichst hingewiesen wird. B. Grebel.

Ewald, P. P., **Die Reflexion und Brechung des Lichts als Problem der Elektronentheorie.** Fortschr. d. Chemie, Physik u. physikalischen Chemie, Bd. 18, H. 8, hrsg. von A. Eucken, 28 S. mit 5 Abb. im Text. Gebr. Borntráger, Berlin. 1925. Geh. Rm. 2,80.

Im ersten Teil seiner Ausführungen weist der Verfasser darauf hin, daß das Gesamtproblem der Reflexion und Brechung anfangs in Teilaufgaben behandelt worden ist, die zwar von Maxwell bereits zusammengefaßt worden

sind, aber erst durch Drude so weit gefördert, daß man einer Vereinheitlichung des physikalischen Weltbildes nähergebracht wurde. Dennoch bleibt eine Unklarheit, nämlich die Frage nach der Existenz der einfallenden Welle im Körperinnern. Im zweiten Teile wird das Auftreten der Randwelle und ihr Einfluß auf die Ausbreitung des optischen Feldes besprochen. Durch Summation der von den Netzebenen ausgehenden Elementarwellen folgen die Randbedingungen und die Fresnelschen Formeln. Für die Beurteilung des Grundproblemes ist die Arbeit von Wichtigkeit. H. Schulz.

Lang, R., **Experimentalphysik.** Bd. IV. Die Lehre vom Licht. Samml. Göschen. Heft 614. 110 S., 90 Abb. i. T. Walter de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig. 1925.

Daß bei dem geringen Umfang nur ein allgemeiner Überblick über das ausgedehnte Gebiet gegeben werden kann, ist klar. Bei der kurzen, durch umfangreiche Beweisführungen nicht belasteten und vielleicht gerade hierdurch klaren Darstellung ist es aber dem Verfasser gelungen, einen ziemlich vollständigen und auch neuere Forschungen noch berücksichtigenden Überblick zu geben, der für Unterrichtszwecke recht brauchbar ist.

Als Beispiele für die Verschiedenheit der Dispersion (S. 42) hätte der Verfasser an Stelle der nicht eindeutig bestimmten Kron- und Flintgläser besser Flüssigkeiten oder vielleicht sogar reguläre Kristalle wählen sollen und auch im Abschnitt über das menschliche Auge (S. 46 f.) sind einige Unklarheiten, die leicht zu Mißverständnissen führen können. H. R. Schulz.

Montu, E. und R. Marzell, **Radio-Wellen.** Vom Wesen der Hochfrequenztechnik, vom Bau und Betrieb moderner Amateur-Sender und -Empfänger. 284 S., 237 Abb. i. T., 38 Schaltbilder. Franckhsche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart. Geh. Rm. 4,—, geb. in Halbleinen Rm. 6,50.

Das vorliegende Werk führt in bemerkenswerter Kürze die angehenden Funkliebhaber in das Gebiet der Funktechnik ein. In leicht verständlicher Art werden die Grundbegriffe der elektrischen Schwingungen erläutert, die wichtigsten Formeln angegeben, so daß der Bastler sich seine Spulen usw. selbst berechnen kann. Den Schluß bilden 38 Schaltbilder vom einfachsten Detektor an bis zu den kompliziertesten Röhrenempfängern und Sendern. Vervollständigt wird das kleine Werk durch eine Reihe von Tabellen, so daß es für die Praxis sehr gut brauchbar ist und als Einführungswerk wohl empfohlen werden kann.

G. Weidehoff.

Mainka, C., **Physik der Erdbebenwellen.** Samml. geophys. Schriften. Nr. 1. VIII, 156 S. Gebr. Borntraeger, Berlin. 1923. Rm. 9,—.

Wenn einer der besten deutschen Kenner der seismischen Vorgängen eine solche Monographie schreibt, so kann man nur das Beste erwarten und man wird durch diese Zusammenfassung der Arbeitswege und deren Ergebnisse kaum enttäuscht. Was dem Buch seinen großen Wert verleiht, sind Register und Literaturangaben. Man erhält mit diesem Heft ein Werk, das einem nicht nur die Tatsachen mitteilt, sondern in dem man auch jede irgendwo vorkommende Angabe über Erdbebenwellen nachschlagen kann um gleich die Unterlagen, die anderswo über diesen Gegenstand erschienen sind, zu erhalten. Ich finde, daß diese Monographie für technisch-physikalische Werke geradeswegs ein Beispiel darstellt, wenn auch der Inhalt vielleicht für den technischen Physiker im allgemeinen weniger Interesse hat. K. Keil.

Goetsch, Hermann W., **Taschenbuch für Fernmeldetechniker.** 2., verb. Aufl. 8⁰. XI, 424 S., 723 Abb. R. Oldenbourg, München u. Berlin. 1925. Geb. Rm. 10,—.

Das Werk vermittelt, begünstigt durch seinen Charakter als Taschenbuch, einen vorzüglichen Überblick der mannigfachen Gebiete der Fernmeldetechnik. Der weitverzweigte Stoff ist in gedrängter und leicht faßlicher Form dargestellt.

In dem ersten Teil, „Theoretische Grundlagen", werden u. a. Grundbegriffe wie Magnetismus, Widerstand, Selbstinduktion erörtert. Der allgemeinen Bedeutung halber hätte bereits an dieser Stelle auch die Wirkung von Kapazität und Ableitung behandelt werden können. Auf S. 29 wird die Leistung der Elemente besprochen; hier sollte es wohl, Zeile 17, statt „der maximalen nutzbaren Leistung" heißen „des maximalen Nutzeffektes". — Der zweite Teil ist dem Fernmeldewesen gewidmet, für deren wichtigste Zweige Grundlagen und praktische Ausgestaltung der gebräuchlichen Verfahren und Apparaturen dargestellt sind. Besonders für das Studium dieses Teiles erweist sich die durchwegs sorgfältige Ausstattung mit Abbildungen als nutzbringend. In dem Absatz über Telegraphie und Telegraphenapparate beschränkt sich der Verf. auf die Landtelegraphie. Hier verdiente wohl auch das vielfach verwendete Baudot-System und die moderne Mehrfachtelegraphie mit Trägerfrequenzen wenigstens kurze Erwähnung. Ein Abschnitt über die besonderen Arbeitsmethoden und Apparate der Seetelegraphenpraxis dürfte für eine spätere Auflage eine wertvolle Ergänzung bilden. — Der dritte Teil umfaßt die Fernsprechtechnik. Neben der recht eingehend behandelten Technik der Zentralen und Ämter kommt leider die Fernkabeltechnik zu kurz; über deren in den letzten 15 Jahren so bemerkenswerte Entwicklung (Pupinkabel, Krarupkabel) finden sich keine Angaben von Bedeutung, mit Ausnahme eines Absatzes über Fernsprechverstärker. In diesem hätte die Besprechung des Brownschen Relais und auch der Liebenröhre, die beide zwar als Entwicklungsstufen von Interesse sind, aber in der Praxis längst verlassen wurden, vor anderem, z. B. einigen Worten über Verstärkeramtseinrichtungen, zurücktreten können. Das Werk schließt mit einem Absatz über Gleichstrommessungen; auf die in der Fernkabeltechnik so überaus wichtigen Wechselstrommessungen ist nicht näher eingegangen worden.

Das vorliegende „Taschenbuch für Fernmeldetechniker" gemahnt, so nutzbringend es auch jedem Fachmann sein dürfte, an eine dem Fernsprech- und Telegraphentechniker ständig fühlbarer werdende Lücke in der Fachlitteratur, die durch ein Taschenbuch nach Art der „Hütte" ausgefüllt werden müßte; doch ist dies eine Aufgabe, die wahrscheinlich auch über die von dem Verf. für eine spätere Erweiterung zu steckenden Ziele hinausgeht. Gleichwohl stellt das Werk eine höchst willkommene Bereicherung der Fachlitteratur dar; Studium und Gebrauch als Taschenbuch kann aufs wärmste empfohlen werden. H. Carsten.

Mönch, W., **Mikrophon und Telephon.** (Die Hochfrequenztechnik, herausg. v. C. Lübben; Bd. 3.) XI, 162 S., 82 Abb. i. T. H. Meusser, Berlin. 1925. Geb. Rm. 8,—.

Das dritte Bändchen der bekannten Sammlung bringt eine recht vollständige Übersicht über dieses literarisch bisher etwas stiefmütterlich behandelte Gebiet. Nach einer ausgedehnten historischen Einleitung wird die den elektrischen Schallempfängern und Schallgebern gemeinsame Membran behandelt. Es folgt der Hauptteil, eine Beschreibung des Baues der Geräte, getrennt nach den Hauptgattungen; wobei auch die weniger bekannten und ungebräuchlichen, wie die piezoelektrischen Geräte, nicht vergessen sind. Die Anwendungen der verschiedenen Prinzipe als Mikrophon und Telephon werden jeweils möglichst gemeinsam behandelt.

Der Leser wird vielleicht an manchen Stellen ein etwas näheres Eingehen auf die praktischen Fragen vermissen, welche bei der Inbetriebnahme der Geräte auftreten. Fast gar nicht behandelt werden die Meßmethoden. Auch ist dem Verfasser die rein objektive Schalldruckkompensationsmethode nach F. Gerlach unbekannt. Dafür hätten sich vielleicht einige historische Exkursionen und unnötige Breiten — z. B. auf Seite 79 und 80 — vermeiden lassen. Erwähnenswert wären weiter die interessanten Eigenschaften

des Kondensatormikrophons in Hochfrequenzschwingungskreisen gewesen oder auch die neueren Erfolge, welche man mit dem Widerstandsmikrophon auch gegenüber dem Kathodophon im Rundfunk erzielt hat.

Eine große Zahl von Literaturhinweisen im Text und in den Anmerkungen, die vor allem auch die Patentliteratur weitgehend berücksichtigen, geben die Möglichkeit, den Überblick, den das Büchlein verschafft, zu vertiefen und machen es so zu einem wertvollen Hilfsmittel beim Arbeiten auf diesem bisher doch noch recht verworrenen Gebiet.

C. A. Hartmann.

Ott, L. A., **Theorie und Konstantenbestimmung des hydrometrischen Flügels.** 49 S., 1 Zahlentaf., 25 Abb. i. T. Julius Springer, Berlin. 1925. Rm. 4,50.

Zwischen der Geschwindigkeit der Wasserströmung und der Drehgeschwindigkeit eines Schaufelrades (Woltmannflügel, Propeller) besteht ein gesetzmäßiger Zusammenhang. Es ist dem Verfasser gelungen, diese Beziehungen auf eine einwandfreie mathematische Form zu bringen, so daß aus den Schleppversuchen die Abhängigkeit beider Größen analytisch für jeden Flügel entwickelt werden kann. Viele Wege führen zum Ziel und diese Wege sind, insbesondere auf ihre praktische Durchführbarkeit, in klarer, leicht verständlicher Weise aufgezeichnet. Anschließend wird ein Näherungsverfahren ausgebildet und die Gleichungen anderer Forscher besprochen. Verfasser kommt zu dem Schluß, daß einige dieser Formeln zwar praktisch durchaus brauchbare Resultate ergeben, ihr ursächlicher Zusammenhang mit der Theorie jedoch nicht korrekt ist.

Die ausführliche Durchrechnung einiger Beispiele macht die Abhandlung besonders wertvoll. Ihr ist weite Verbreitung zu wünschen.

M. Schaack.

Technisch-Wissenschaftliche Rundschau.

Leipzig. Die Zeitschrift „Gerlands Beiträge zur Geophysik", welche seit 1918 ruhte, beginnt nunmehr wieder zu erscheinen, bei der Akademischen Verlags-Gesellschaft, Leipzig, in verstärktem Umfang, unter Leitung von Professor Conrad, Wien.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin W. 9, Linkstraße 33/34, 2 Treppen rechts. Telephon Lützow 2210.

Die Bürostunden sind: Montag bis Freitag von 9—4 Uhr, Sonnabends von 9—1 Uhr.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Sitzungsbericht.

Freitag, den 2. Juli 1926.

Herr Lubberger: Die Anwendung der Wahrscheinlichkeitsrechnung im Fernsprechverkehr.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. Otto Berg, Berlin-Grunewald:
Herr H. Th. Meyer, Spandau, Lindenufer 2.

Seitens des Herrn Dipl.-Ing. C. Büchele, Jena:
Herr Reichsbahnrat A. Faatz, Ansbach (Bayern), Turnitzstraße 38.

Seitens der Ortsgruppe Dresden:
Herr Dipl.-Ing. Fischer, Dresden-A., Kaitzerstr. 64 II.
Herr Obering. Frenzel, Dresden-A., Zwickauerstr. 42.
Herr Geh. Hofrat Dr.-Ing. Joh. Görges, o. Prof. an der Techn. Hochschule Dresden, Dresden-A., Bernhardstraße 96.
Herr Fabrikbesitzer Julius Heyde, Dresden 23, Weinbergstraße 24.

Seitens des Herrn Prof. Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:
Herr Prof. Dr. Nicolas de Kolossowsky, Leningrad, Prospect Maklina 20, app 4.

Seitens des Herrn Dr. Rudolf Hase, Hannover:
Herr Dipl.-Ing. Lerbs, Hannover, Am Taubenfelde 29.
Herr Dipl.-Ing. Chr. Trage, Hannover, Bunsenstr. 13.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Dr. Gotthard Fischer, Berlin SW. 47, Yorkstr. 11, jetzt Charlottenburg, Kaiser Friedrichstraße 37a.
Herr Dr. Heinrich Hermann, Berlin-Halensee, Joachim-Friedrichstraße 45, jetzt Berlin-Wannsee, Bismarckstraße 11a.
Herr Dr. K. F. Meyer, Spandau, Klosterstraße 5, jetzt Schlebusch-Manfort (Rheinl.), Kalkstraße 215.
Herr Dr. Heinrich Pahner, Leipzig-Gohlis, Hallische Straße 132, jetzt Leipzig-Gohlis, Weinligstraße 14.
Herr Dr. Edwin Strebel, Köln a. Rh., Niederichstr. 23, jetzt Betzdorf (Sieg).
Herr cand. phys. Wilhelm Zimmermann, Heidelberg, Uferstraße 8a, jetzt Dr. phys., Potsdam, Telegraphenberg, Astro-Physikal. Inst.

Berichtigung.

Statt Fräulein cand. phys Hildegard Krumholz, Dresden-A., Blochmannstraße 1, muß es heißen Krumbholz.
Statt Herr Prof. Dr. E. Treffts, Dresden-A., Nürnbergerstraße 31 I, muß es heißen Trefftz.

Der 1. Vorsitzende: Prof. Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Wien.

Bericht.

Montag, den 14. Juni fand ein Vortrag des Herrn K. M. Kohler: „Eine neue Darstellungsform der elektrischen Eigenschaften paralleler Zylinder" statt.

Physikalische Gesellschaft zu Berlin.

Sitzungsbericht.

Freitag, den 16. Juli 1926.

Herr E. Schrödinger: Grundlagen einer auf Wellenlehre begründeten Atomdynamik.

Redaktionsschluß am 3. Juli 1926.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

CARL RUNGE

geb. 30. August 1856

Zeitschrift für technische Physik

1926 Siebenter Jahrgang zu Nr. 8

CARL RUNGE

zum siebzigsten Geburtstag

In unserer Zeit, wo die Spezialisierung der Wissenschaften solche Fortschritte macht, daß der Zusammenhang der einzelnen Wissenszweige untereinander verloren zu gehen droht, verdienen Persönlichkeiten wie Carl Runge, deren wissenschaftliche Lebensarbeit von einem universalistischen Zug beherrscht ist, unsere besondere Aufmerksamkeit.

Carl David Tolmé Runge ist am 30. August 1856 in Bremen geboren. Die ersten Kinderjahre verflossen in Havanna, wohin der Kaufmannsberuf den Vater geführt hatte. Nach dessen frühem Tode studierte er in München und Berlin; hier habilitierte er sich auch. 1886 kam die Berufung an die technische Hochschule in Hannover; von hier ging er 1904 als Professor der angewandten Mathematik an die Universität Göttingen; 1909/10 las er als Kaiser Wilhelm-Professor an der Columbia-Universität in New-York.

Runge entstammt als Mathematiker der Schule von Weierstraß und Kronecker. Seine rein mathematischen Arbeiten, deren Problemstellungen der Theorie der analytischen Funktionen und der algebraischen Gleichungen entstammen, legen hiervon Zeugnis ab. Die Untersuchungen „Zur Theorie der eindeutigen analytischen Funktionen“ (Act. Math. **6** (1885) und „Über empirische Funktionen und die Interpolation zwischen äquidistanten Ordinaten“ (Zeitschr. f. Math. und Physik **46** (1901) sichern ihrem Verfasser für alle Zeiten einen ehrenvollen Platz auch unter den reinen Mathematikern. Schon früh aber zeigt sich seine Einstellung als angewandter Mathematiker z. B. in den Arbeiten „Über die Zerlegung ganzer, ganzzahliger Funktionen in irreduktible Faktoren“ (Crelles Journal Bd. 99 (1886); oder „Über die auflösbaren Gleichungen von der Form $x^5 + ux + v = 0$“ (Act. Math. **7** (1885), welche beweisen, wieviel an mathematischem Gehalt noch aus einem Problem heraus zu holen ist, wenn man sich nicht mit der grundsätzlichen Lösbarkeit begnügt, sondern bis zur numerischen Beherrschung spezieller Fälle kommen will.

In Hannover wurde Runge von H. Kayser zur Mitarbeit an spektroskopischen Untersuchungen veranlaßt. So ist er zur Physik gekommen. Nach Kaysers Fortberufung wurden diese Untersuchungen mit F. Paschen und später mit J. Precht fortgesetzt.

Eine lange Reihe von Serienspektren wurden vermessen, deren Gesetzmäßigkeiten untersucht wurden, besonders an Sauerstoff, Schwefel, Selen, Argon, Krypton, Helium, Aluminium.

Ferner widmete er sich in mehreren Arbeiten den Spektraleigenschaften des damals neuentdeckten Radiums: „Spectrum of Radium“, Chic. Astroph. Journ. **12** (1900); „Spektrum des Radiums“, Ann. d. Phys. **2** (1900); „Das Bunsenflammenspektrum des Radiums“, Ann. d. Phys.



10 (1903); „Das Funkenspektrum des Radiums, Ann. d. Phys. **12** (1903); und den Beziehungen der Spektroskopie zur Astrophysik: „Spektroskopische Beobachtungen mit dem großen Refraktor der Lick-Sternwarte", Astron. Nachr. **145** (1898). Später hat er eine Untersuchung über den radioaktiven Niederschlag der Luft auf dem Meer verfaßt und ein Verfahren zur Auswertung von Röntgendiagrammen nach Debye-Scherrer angegeben.

Neben der Physik gaben in Hannover die mathematischen Erfordernisse der Ingenieurwissenschaften der Arbeit Runges einen charakteristischen Zug, indem er in hervorragender Weise an der Ausbildung der technisch-mathematischen Methoden Anteil nahm, die, bis zur höchsten Schärfe und Einfachheit zugleich vervollkommnet, heute zum Wissensbestande eines einigermaßen gebildeten Ingenieurs gehören. Als Beispiele sind hier die graphische Integration, die zeichnerische und rechnerische Lösung gewöhnlicher Differentialgleichungen, die Praxis der Fourieranalyse, die Randwertaufgaben der partiellen Differentialgleichungen zu nennen; für alle diese Problemstellungen hat Runge tätsächlich durchführbare rechnerische und zeichnerische Methoden angegeben.

Als akademischer Lehrer hat Runge eine reiche Wirksamkeit entfaltet; die Mehrzahl der jüngeren unter den angewandten Mathematikern zählt zu seinen Schülern; seine Bücher über Theorie und Praxis der Reihen, Praxis der Gleichungen, Analytische Geometrie, Numerisches Rechnen, Graphische Methoden und Vektorrechnung sind als Frucht dieser Lehrtätigkeit entstanden — sie sind zu bekannt, als daß ihre besondere Würdigung an dieser Stelle erforderlich wäre.

Runges Lebensarbeit, die in so erfolgreicher Weise der experimentellen Grundlegung der Physik und der Verschärfung der mathematischen Methoden den Ingenieurwissenschaften gewidmet war, ist die Anerkennung nicht versagt geblieben; insbesondere hat die Aachener technische Hochschule ihm anläßlich der Feier ihres fünfzigjährigen Bestehens 1921 die Würde eines Dr.-Ing. h. c. verliehen und damit den Dank der Deutschen Ingenieure zum Ausdruck gebracht.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik E. V. **Herausgeber und Schriftleiter der Zeitschrift für technische Physik.**



Carl Runge-Festschrift

Zeitschrift für technische Physik

1926 | Siebenter Jahrgang | Nr. 8

INHALT:

Originalmitteilungen.

Das Kriechgalvanometer.

Eine neue Methode zur Messung von Spannungsintegralen, Elektrizitätsmengen sowie magnetischer Feldstärken.[1])

Von H. Busch.

Inhalt: 1. Einleitung: Gebräuchliche ballistische Methode. 2. Prinzip der neuen Methode: Verwendung eines Galvanometers mit extrem starker Dämpfung. 3. Genaue Theorie. 4. Einfluß von Dämpfung und Stromstoßdauer. 5. Einfluß der Luftdämpfung. 6. Absolute Eichung. 7. Vergleich mit dem ballistischen Galvanometer. 8. Kapazitätsmessung. 9. Versuchsreihen: A. Relative Messungen. B. Absolute Eichung. C. Kapazitätsmessungen. 10. Zusammenfassung.

1. Die klassische Methode zur Messung von Elektrizitätsmengen und magnetischen Feldern ist die des ballistischen Galvanometers. Sie beruht darauf, daß die Bedingungen so gewählt werden, daß in der bekannten Bewegungsgleichung des Galvanometers:

$$K\ddot{\varphi} + p\dot{\varphi} + D\varphi = q\,i, \qquad (1)$$

(K = Trägheitsmoment,
p = Dämpfungskonstante,
D = Direktionskraft,
q = dynamische Galvanometerkonstante (das von der Einheit des Stromes bewirkte Drehmoment),
φ = Ausschlagswinkel,
i = Stromstärke),

von den drei auf der linken Seite stehenden Kräften zwei, nämlich das rücktreibende Drehmoment $D\varphi$ und die Bremskraft $p\dot{\varphi}$, während des Stromdurchganges so klein gehalten werden, daß praktisch nur der Trägheitswiderstand $K\ddot{\varphi}$ übrigbleibt, was durch eine im Vergleich zur Schwingungsdauer des Galvanometers sehr kleine Dauer τ des Stromstoßes bei nicht zu großer Dämpfung p erreicht werden kann. Dann ergibt die leicht auszuführende Integration der so vereinfachten Bewegungsgleichung, daß das System durch den Stromstoß eine der Elektrizitätsmenge

$Q = \int_0^\tau i\,dt$ proportionale Anfangswinkelgeschwindigkeit erhält, die im weiteren Verlauf der Bewegung zu einem ersten Ausschlag φ_1 führt, der proportional dieser Anfangsgeschwindigkeit und somit ebenfalls proportional der Elektrizitätsmenge ist:

$$Q = \int_0^\tau i\,dt = P \cdot \varphi_1 . \qquad (2)$$

Der Proportionalitätsfaktor P, der ballistische Reduktionsfaktor, berechnet sich aus der Bewegungsgleichung in bekannter Weise zu

$$P = C\frac{T_0}{2\pi}\,k^{\frac{1}{2\pi}\operatorname{arc\,tg}\frac{2\pi}{\lambda}} = C\frac{T_0}{2\pi}\,e^{\frac{\lambda}{2\pi}\operatorname{arc\,tg}\frac{2\pi}{\lambda}}, \qquad (3)$$

worin

$C = \frac{D}{q}$ den statischen Reduktionsfaktor,
T_0 = die Schwingungsdauer (volle Periode) des ungedämpft schwingenden Systems,
λ = das logarithmische Dekrement } bezogen auf eine volle Periode,
k = das Dämpfungsverhältnis }

bedeuten.

Um einerseits die Erfüllung der Bedingung, daß die Dauer des Stromstoßes sehr klein gegenüber der Schwingungsdauer des Galvanometers sein soll, zu gewährleisten, anderseits den ersten Ausschlag genügend genau ablesen zu können, ist eine sehr große Schwingungsdauer erforderlich. Man vergrößert deshalb meistens künstlich das Trägheitsmoment des Galvanometersystems durch aufgesteckte Gewichte, so daß (wie z. B. bei dem Siemensschen Spezialgalvanometer) eine Schwingungsdauer des ungedämpften Systems von etwa einer Minute erreicht wird. Infolgedessen — und

[1]) Im Auszuge vorgetragen auf der Tagung des Gauvereins Sachsen-Thüringen-Schlesien der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 18. November 1925 in Halle.

das ist wichtig für die Beurteilung der praktischen Brauchbarkeit der Methode — ist das Arbeiten mit einem solchen ballistischen Galvanometer etwas zeitraubend, weil selbst im günstigsten Falle, nämlich bei Einstellung auf den aperiodischen Grenzfall, die Ausschlagszeit etwa 10 sec, die Rückkehrzeit[2]) etwa 85 sec beträgt, so daß eine einzige Ablesung mehr als anderhalb Minuten erfordert.

2. Man kann das gleiche Ziel, nämlich einen der Elektrizitätsmenge proportionalen Ausschlag, auch auf grundsätzlich andere Weise erreichen, indem man es nämlich durch geeignete Wahl der Bedingungen so einrichtet, daß während des Stromablaufs die Bewegung des Galvanometersystems im wesentlichen nicht durch das Trägheitsglied in Gl. (1), sondern durch das Dämpfungsglied bestimmt ist. Das kann man erreichen durch eine sehr große Dämpfungskonstante p, wie sie bei einem normalen Drehspulgalvanometer bei kleinem äußeren Schließungswiderstande auftritt.[3])

Dann erhält man nämlich durch Integration der Bewegungsgleichung (1) unter Vernachlässigung der Glieder $K\ddot{\varphi}$ und $D\varphi$:

$$p(\varphi_1 - \varphi_0) = q\int_0^{t_1} i\,dt = q \cdot Q, \tag{4}$$

worin φ_0 den Ausschlagswinkel vor, φ_1 nach dem Stromstoß bezeichnet und Q die während des Stromstoßes durchgeflossene Elektrizitätsmenge ist. Das System führt also unter dem Einfluß des Stromstoßes eine plötzliche Bewegung aus, deren Größe $\varphi_1 - \varphi_0$ proportional der zu messenden Elektrizitätsmenge ist.

Berücksichtigt man noch, daß (unter Vernachlässigung der Dämpfung bei offenem Stromkreis)

$$p = \frac{q^2}{R} \tag{5}$$

(R = Gesamtwiderstand des Galvanometerkreises) ist, so ergibt sich

$$Q = \int i\,dt = \frac{q}{R}(\varphi_1 - \varphi_0)$$

oder

$$U = \int E\,dt = R\int i\,dt = q(\varphi_1 - \varphi_0): \tag{6}$$

das Zeitintegral über die elektromotorische Kraft $E = iR$, d. i. diejenige Größe, auf die es bei Messung magnetischer Felder ankommt, ist proportional der Ausschlagsänderung $\varphi_1 - \varphi_0$ und der Proportionalitätsfaktor ist einfach gleich der dynamischen Galvanometerkonstante q, und unabhängig von dem Schließungswiderstand des Galvanometerkreises.

3. Die Brauchbarkeit dieser neuen Meßmethode wird von der Größe der Störungen abhängen, die durch die bei der Ableitung der Gl. (4) bzw. (6) vernachlässigten Glieder $K\ddot{\varphi}$ nnd $D\varphi$ in Gl. (1) hervorgerufen werden. Zur Berechnung dieser Störungen wollen wir Gl. (1) jetzt streng integrieren. Dabei ist zu berücksichtigen, daß, wenn die Methode praktisch brauchbar sein soll, man vor einer neuen Messung nicht erst warten kann, bis der Nullpunkt wieder erreicht ist, denn das würde wegen der kriechenden Einstellung viel zu lange dauern, sondern man wird von irgendeinem beliebigen Ausschlag $\varphi = \varphi_0$ ausgehen. Damit ist dann aber notwendig auch eine anfängliche Wanderungsgeschwindigkeit des Galvanometerzeigers verbunden, deren Größe sich aus Gl. (1) ($i = 0$, $K\ddot{\varphi}$ zu vernachlässigen) ergibt zu

$$\dot{\varphi} = -\frac{D}{p}\varphi_0 = \omega_0.$$

Somit lauten die Anfangsbedingungen:

$$\text{für } t = 0 \text{ soll } \varphi = \varphi_0,\ \dot{\varphi} = \omega_0 = -\frac{D}{p}\varphi_0 \tag{7}$$

sein. Weiter setzen wir voraus, daß nach Ablauf des Stromstoßes der Ausschlag φ_1 (bei positivem i) positiv ist, so daß danach der Lichtzeiger wieder zum Nullpunkt zurückzuwandern beginnt; φ_1 bezeichnet also einen Umkehrpunkt der Bewegung, der entsprechende Zeitpunkt sei τ, dann gilt für

$$t = \tau \quad \varphi = \varphi_1, \quad \dot{\varphi} = 0. \tag{8}$$

Zwischen diesen beiden Grenzen $t = 0$ und $t = \tau$ integriert, ergibt Gl. (1)

$$\left.\begin{aligned} q\int_0^\tau i\,dt &= q\,Q = K[\dot{\varphi}]_0^\tau + p\,[\varphi]_0^\tau \\ &\qquad + D\int_0^\tau \varphi\,dt; \\ Q &= \frac{K}{q}\cdot\frac{D}{p}\varphi_0 + \frac{p}{q}(\varphi_1 - \varphi_0) \\ &\qquad + \frac{D}{q}\int_0^\tau \varphi\,dt; \\ U = \int E\,dt &= Q\cdot R = R\frac{p}{q}\Big[(\varphi_1 - \varphi_0) \\ &\quad + \frac{KD}{p^2}\varphi_0 + \frac{D}{p}\int_0^\tau \varphi\,dt\Big]. \end{aligned}\right\} \tag{9}$$

[2]) D. h. die Zeit, bis der Nullpunkt bis auf $^1/_{1000}$ des Ausschlags wieder erreicht ist.

[3]) Dieser Gedanke ist, wie ich nachträglich erfahren habe, nicht ganz neu, sondern bildet die Grundlage des technischen „Fluxmeters" (s. Gumlich, Magnetische Messungen, Braunschweig 1918, S. 112), eines Spezialinstrumentes zur Messung magnetischer Felder, das aus einer Prüfspule in Verbindung mit einem kriechend gedämpften, gleich in Einheiten der magnetischen Feldstärke geeichten Zeigergalvanometer besteht. Trotzdem erscheint mir die nachstehende kritische Untersuchung, die die Fehlerquellen der Methode erörtert und zeigt, unter welchen Bedingungen normale Galvanometer hierfür verwandt werden können, nicht überflüssig.

Nach Gl. (5) ist

$$\frac{R p}{q} = q;$$

führen wir ferner statt p und D in üblicher Weise die Größen

$$\left.\begin{aligned} \delta &= \frac{p}{2K}, \\ \nu_0 &= \frac{2\pi}{T_0} = \sqrt{\frac{D}{K}} \end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

ein (worin T_0 die Schwingungsdauer des ungedämpft schwingenden Galvanometers bedeutet), so wird

$$\frac{KD}{p^2} = \frac{1}{4}\,\frac{\nu_0^2}{\delta^2},$$

$$\frac{D}{p} = \frac{1}{2}\,\frac{\nu_0^2}{\delta} = \frac{\pi}{T_0}\,\frac{\nu_0}{\delta}$$

und Gl. (9) schreibt sich

$$\left.\begin{aligned} U = \int E\,dt = q\Big[(\varphi_1 - \varphi_0) + \frac{1}{4}\,\frac{\nu_0^2}{\delta^2}\,\varphi_0 \\ + \pi\,\frac{\nu_0}{\delta}\,\frac{\tau}{T_0}\,\bar{\varphi}\Big], \end{aligned}\right\} \quad (9\text{a})$$

worin

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{\tau}\int_0^\tau \varphi\,dt$$

den zeitlichen Mittelwert von φ während der Bewegung bedeutet.

Gl. (9a) stimmt mit Gl. (6) überein bis auf die Korrektionsglieder $\frac{1}{4}\,\frac{\nu_0^2}{\delta^2}\,\varphi_0$ und $\pi\,\frac{\nu_0}{\delta}\,\frac{\tau}{T_0}\,\bar{\varphi}$. Da man es immer so einrichten kann, daß $|\varphi_0|$ und $|\bar{\varphi}|$ wesentlich kleiner als $|\varphi_1 - \varphi_0|$ sind, so ist ersichtlich, daß die Korrektionsglieder praktisch verschwinden, wenn nur ν_0/δ und τ/T_0 genügend klein sind.

4. Über die Größen von ν_0/δ und τ/T_0 ist folgendes zu sagen:

τ ist nicht die Zeitdauer des Stromstoßes, sondern die Zeit vom Beginn des Stromstoßes bis zur Umkehr des Galvanometerzeigers; diese Zeit ist etwas größer als die Stromstoßdauer, namentlich wenn diese sehr kurz ist, weil das System infolge seiner Trägheit noch etwas weiter schwingt. Im Grenzfall sehr kurzer Stoßzeit ist τ gleich der Umkehrzeit des Galvanometers, für die, wenn wir

$$\nu = \sqrt{\delta^2 - \nu_0^2} \qquad (11)$$

setzen, die bekannte Formel[4]) gilt

$$t_1 = \frac{1}{2\nu}\ln\frac{\delta + \nu}{\delta - \nu} = \frac{1}{\nu}\ln\frac{\delta + \nu}{\nu}; \qquad (12)$$

dafür können wir hier, weil ν_0 klein gegen δ sein muß, mit guter Annäherung setzen:

$$t_1 = \frac{1}{\delta}\ln\frac{2\delta}{\nu_0}. \qquad (12\text{a})$$

t_1 ist der kleinste Wert, den τ annehmen kann; er wird aber praktisch (falls nämlich bei normalen Galvanometern die Stromstoßdauer nicht größer als etwa $^1/_{10}$ sec ist), nicht wesentlich überschritten, so daß wir angenähert $\tau = t_1$ setzen können. Damit geht Gl. (9a) über in

$$\left.\begin{aligned} U = q\Big[(\varphi_1 - \varphi_0) + \frac{\nu_0^2}{\delta^2}\Big(\frac{1}{4}\,\varphi_0 \\ + \frac{1}{2}\ln\frac{2\delta}{\nu_2}\cdot\bar{\varphi}\Big)\Big]. \end{aligned}\right\} \quad (9\text{b})$$

Maßgebend für die Größe der Korrektionsglieder ist also in erster Linie das Verhältnis δ/ν_0. Die folgende Tabelle 1 gibt die relativen Höchstbeträge der beiden Korrektionsglieder in Abhängigkeit von δ/ν_0 unter der Voraussetzung, daß $|\varphi_0|$ und $|\bar{\varphi}|$ höchstens gleich $|\varphi_1 - \varphi_0|$ sind:

Tabelle 1.

$\frac{\delta}{\nu_0}$	$\frac{1}{4}\,\frac{\nu_0^2}{\delta^2}$	$\frac{1}{2}\,\frac{\nu_0^2}{\delta^2}\ln\frac{2\delta}{\nu_0}$
10	0,0025	0,0150
15	0.0011	0,0075
20	0,0006	0,0046
30	0,0003	0,0023

Man ersieht daraus, daß, wenn der den Korrektionsgliedern entsprechende Fehler unter 1 % bleiben soll, δ/ν_0 mindestens gleich 15, wenn er unter 2 Promille bleiben soll, mindestens gleich 30 sein muß.

Man kann die Fehler noch wesentlich verkleinern durch geeignete Wahl von φ_0. Wählt man z. B. φ_0 ungefähr gleich $-\varphi_1 = -\frac{1}{2}(\varphi_1 - \varphi_0)$, so wird $|\bar{\varphi}|$ sicher kleiner als $\frac{1}{2}|\varphi_1 - \varphi_0|$, der zweite Fehler also sicher kleiner als die Hälfte der in Tabelle 1 angegebenen Zahlen. Da dann die beiden Fehler entgegengesetztes Vorzeichen haben, wird auch der Gesamtfehler sicher kleiner als diese Zahlen, also bei $\frac{\delta}{\nu_0} = 30$ kleiner als 1 Promille, bei $\frac{\delta}{\nu_0} = 10$ kleiner als 1 %.[5])

[4]) S. z. B. Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik, § 108, Formel 20.

[5]) Die bei bekanntem zeitlichen Verlauf von φ (z. B. wenn τ klein gegen t_1 [Gl. (12a)] ist) durch geeignete Wahl von φ_0 an sich mögliche gegenseitige Kompensation der beiden Fehler kommt praktisch nicht in Frage, weil dann immer noch die Korrektion nach Gl. (17) übrig bleibt. Im übrigen fallen bei relativen Messungen und konstantem δ/ν_0 alle diese Fehler heraus, wenn man das Verhältnis $\frac{\varphi_0}{\varphi_1 - \varphi_0}$ oder φ_0/φ_1 konstant hält, z. B. φ_0 stets gleich Null macht.

Die Ermittlung von δ/ν_0 kann auf zweierlei Weise erfolgen: Einmal durch Bestimmung der Zeitkonstante der Galvanometerbewegung. Denn nach Abklingung der Anfangsstörung, die innerhalb weniger Hundertel Sekunden erfolgt, ist bei der vorausgesetzten starken Dämpfung die Galvanometerbewegung bestimmt durch

$$\varphi = \varphi_0 e^{-\frac{D}{p}t} = \varphi_0 e^{-\frac{\nu_0^2}{2\delta}t} = \varphi_0 e^{-\frac{t}{\Theta}} \qquad (13)$$

(Kohlrausch, § 108, Gl. (22); folgt auch unmittelbar aus der Bewegungsgleichung (1) bei $i = 0$ und Vernachlässigung des Trägheitsgliedes), woraus sich für die Zeitkonstante Θ, d. h. die Zeit, innerhalb deren der Ausschlag auf den e-ten Teil zurückgeht:

$$\Theta = \frac{2\delta}{\nu_0^2} = \frac{\delta}{\nu_0} \cdot \frac{T_0}{\pi}$$

und daraus

$$\frac{\delta}{\nu_0} = \pi \frac{\Theta}{T_0}. \qquad (14)$$

Anderseits läßt sich δ/ν_0 bestimmen aus dem Widerstand R des Galvanometerkreises und dem sogen. „Grenzwiderstand" R_a, d. h. demjenigen Widerstand des Galvanometerkreises, bei dem das Galvanometer gerade nicht mehr periodisch schwingt („aperiodischer Grenzfall"). In diesem Falle gilt nämlich

$$\delta = \delta_a = \nu_0,$$

also

$$\frac{\delta}{\nu_0} = \frac{\delta}{\delta_a} = \frac{p}{p_a} \qquad (15)$$

und weiter, falls die Dämpfung bei offenem Galvanometerkreise zu vernachlässigen ist,

$$\frac{\delta}{\nu_0} = \frac{p}{p_a} = \frac{R_a}{R}. \qquad (16)$$

Ist bei offenem Galvanometerkreise eine größere Dämpfung (log. Dekrement, bezogen auf eine volle Periode, $= \lambda_0$) vorhanden, so ergibt eine einfache Rechnung folgende genauere Formel:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\delta}{\nu_0} = \frac{p}{p_a} = \frac{R_a}{R}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{\frac{4\pi^2}{\lambda_0^2} + 1}}\right) \\ + \frac{1}{\sqrt{\frac{4\pi^2}{\lambda_0^2} + 1}} = \frac{R_a}{R} - \frac{\frac{R_a}{R} - 1}{\sqrt{\frac{4\pi^2}{\lambda_0^2} + 1}}. \end{aligned}\right\} (16a)$$

Nach dieser Formel ist in der folgenden Tabelle 2 die Größe δ/ν_0 für das normale Siemensgalvanometer bei den verschiedenen Systemwiderständen bei Kurzschluß berechnet; die Größen R und R_a sind aus der Preisliste der Firma[6]) entnommen; für λ_0 wurde der Wert 2 angenommen, d. h. ein auf die Halbschwingung bezogenes Dämpfungsverhältnis $k' = e$, wie es ungefähr der Wirklichkeit entspricht.[7])

[6]) Siemens & Halske, Preisliste 56 VIII, S. 7, 1912.

Tabelle 2.

Dämpfung des Siemensgalvanometers bei Kurzschluß.

R	R_a	R_a/R	δ/ν_0
250	10000	40	28
75	1000	14	10
45	200	4 4	3.3
25	175	7	5,2
10	25	2,5	2

Diese Berechnung gibt nur die ungefähre Größe von δ/ν_0, vor allem deshalb, weil in der Nähe des aperiodischen Grenzfalles der Schließungswiderstand ziemlich beträchtlich geändert werden kann, ohne daß sich die Bewegung des Systems merklich ändert und daher die Angaben über den Grenzwiderstand im allgemeinen nur auf 10 bis 15% genau sind. Die Bestimmung von δ/ν_0 aus der Zeitkonstante Θ nach Gl. (14) ergab an einem der ersten Zeile von Tabelle 2 entsprechenden Galvanometer $T_0 = 12$ sec, $\Theta = 110$ sec, also $\frac{\delta}{\nu_0} = 29$, in Übereinstimmung mit Tabelle 2.

Durch Vergleich der Werte von δ/ν_0 mit Tabelle 1 erkennt man, daß das Galvanometer mit etwa 250 Ω Systemwiderstand sich zu Messungen mit der beschriebenen Methode sehr gut eignet, indem die durch die Korrektionsglieder hervorgerufene Abweichung gegenüber der einfachen Formel (6) im ungünstigsten Falle nur etwa 2 Promille beträgt, und durch geeignete Wahl von φ_0 leicht auf unter 1 Promille herabgesetzt werden kann. Zur Not, wenn man nämlich einen Fehler von etwa 1 bzw. 2% zulassen will, ist auch das Galvanometer mit 75 Ω noch brauchbar; die übrigen Typen sind ungeeignet.

5. Schließlich ist an den Formeln (6) bzw. (9a) und (9b) eine Verbesserung deshalb anzubringen, weil in der zu ihrer Ableitung benutzten Gl. (5) die Dämpfung des offenen Galvanometers nicht berücksichtigt ist. Statt Gl. (5) ist vielmehr genauer zu schreiben

$$p = \frac{q^2}{R} + p_0 = \frac{q^2}{R} \frac{1}{1 - \frac{p_0}{p}} = \frac{q^2}{R} \cdot f, \qquad (5a)$$

[7]) Wenn R nur den eigentlichen Spulenwiderstand enthielte, so müßte (gleiches Magnetfeld und gleiche Schwingungsdauer vorausgesetzt) δ/ν_0 sich für die verschiedenen Einsatzsysteme als gleich ergeben. Die aus der Tabelle hervorgehende beträchtliche Abnahme von δ/ν_0 mit abnehmendem R zeigt den bei kleineren Systemwiderständen immer stärker ins Gewicht fallenden Einfluß des Widerstandes der Zuleitungen (Aufhängeband und untere Zuführungsspirale).

worin p_0 die Dämpfung bei offenem Galvanometerkreise bedeutet. Dementsprechend sind die Gleichungen (6) bzw. (9a) und (6b) auf der rechten Seite zu multiplizieren mit dem Faktor

$$f = \frac{1}{1 - \frac{p_0}{p}} = \frac{1}{1 - \frac{\delta_0}{\delta}} = \frac{1}{1 - \frac{1}{\frac{\delta}{v_0}\sqrt{\frac{4\pi^2}{\lambda_0^2} + 1}}} \qquad (17)$$

oder mit Benutzung von Gl. (16a):

$$\left.\begin{aligned} f &= \frac{1}{1 - \frac{1}{\frac{R_a}{R}\left(\sqrt{\frac{4\pi^2}{\lambda_0^2} + 1} - 1\right) + 1}} \\ &= \frac{1}{1 - \frac{\frac{R}{R_a}}{\sqrt{\frac{4\pi^2}{\lambda_0^2} + 1} - 1 + \frac{R}{R_a}}}. \end{aligned}\right\} \qquad (17a)$$

Es ist daher der Galvanometerausschlag in Wirklichkeit nicht ganz unabhängig vom Schließungswiderstande R des Galvanometerkreises, aber der Einfluß von R ist sehr gering; denn wie Gl. (17) erkennen läßt, beträgt mit $\frac{\delta}{v_0} = 30$ und $\lambda_0 = 2$ das R enthaltende Glied des Nenners noch nicht $^1/_{100}$, so daß eine Änderung von R um $10\,\%$ den Ausschlag um noch nicht $1\,‰$ ändert (bei $\frac{\delta}{v_0} = 10$ ist der Einfluß das Dreifache, bleibt aber ebenfalls noch innerhalb der dann erhöhten Fehlergrenze).

Im Interesse der bequemen Handhabung der Methode empfiehlt es sich jedoch, auch diese geringe Abhängigkeit des Ausschlags von R zu beseitigen. Das ist leicht möglich durch Aufhebung der Rahmendämpfung, d. h. Unterbrechung des den Rahmen überbrückenden Widerstandes.[8]) Die dann noch verbleibende Luftdämpfung (λ_0 = etwa 0,4) ist so gering, daß selbst bei Vergrößerung von R auf das Anderthalbfache der Faktor f und damit der Galvanometerausschlag erst um knapp ein 1 Promille geändert wird.

[8]) Ich bin der Meinung, daß bei Drehspulgalvanometern die Rahmendämpfung überhaupt überflüssig ist und besser ganz weggelassen werden sollte. Denn durch sie wird der Grenzwiderstand unnötig erhöht und dadurch bei Gleichstrommessungen mit Stromkreisen geringen Widerstandes die Empfindlichkeit unnötig verringert. Anderseits ist bei Messungen mit offenem oder durch sehr hohen Widerstand geschlossenem Galvanometerkreis (Isolations- und Kapazitätsmessungen) die Rahmendämpfung so gering, daß man dem Instrumente zwecks aperiodischer Einstellung sowieso einen Widerstand parallel zu schalten pflegt.

6. Die Eichung des Instrumentes wird man im allgemeinen empirisch (etwa mittels eines Normals der gegenseitigen Induktion) vornehmen. Der Vollständigkeit halber sei aber erwähnt, daß man auch hier eine absolute Eichung vornehmen kann. Dazu muß die dynamische Galvanometerkonstante q bestimmt werden. Das ist z. B. möglich durch Messung des log. Dekrementes einmal bei offenem Galvanometerkreise (λ_0), das andere Mal bei einem Gesamtwiderstande R des Galvanometerkreises. Im ersten Falle gilt nämlich

$$\delta_0 = \frac{v_0}{\sqrt{\frac{4\pi^2}{\lambda_0^2} + 1}};$$

im zweiten Falle

$$\delta = \delta_0 + \frac{1}{2K} \cdot \frac{q^2}{R} = \frac{v_0}{\sqrt{\frac{4\pi^2}{\lambda^2} + 1}}$$

also

$$\frac{q^2}{2KR} = v_0\left(\frac{1}{\sqrt{\frac{4\pi^2}{\lambda^2} + 1}} - \frac{1}{\sqrt{\frac{4\pi^2}{\lambda_0^2} + 1}}\right) \cdot \qquad (18)$$

Ferner ist der statische Reduktionsfaktor des Galvanometers

$$\frac{D}{q} = C. \qquad (19)$$

Multiplikation von Gl. (18) und (19) ergibt

$$\frac{q}{2R} v_0^2 = C v_0\left(\frac{1}{\sqrt{\frac{4\pi^2}{\lambda^2} + 1}} - \frac{1}{\sqrt{\frac{4\pi}{\lambda_0^2} + 1}}\right)$$

oder

$$q = C\frac{T_0}{\pi} \cdot R_g, \qquad (20)$$

worin

$$R_g = R\left(\frac{\frac{\lambda}{2\pi}}{\sqrt{1 + \frac{\lambda^2}{4\pi^2}}} - \frac{\frac{\lambda_0}{2\pi}}{\sqrt{1 + \frac{\lambda_0^2}{4\pi^2}}}\right) \qquad (21)$$

den „idealen Grenzwiderstand", d. h. den Grenzwiderstand bei fehlender Luftdämpfung ($\lambda = \infty$, $\lambda_0 = 0$) bedeutet.

Damit ist die Bestimmung von q auf diejenige leicht meßbarer Größen, nämlich C, T_0, R, λ und λ_0 zurückgeführt.

Um bei dieser Messung eine befriedigende Genauigkeit zu erreichen, muß das Dekrement λ durch geeignete Wahl von R richtig eingestellt werden. Die Rechnung zeigt, daß der günstigste Wert von λ (falls λ_0, wie oben, von der Größenordnung 0,4 ist), in der Gegend von 2 bis 2,5 liegt, entsprechend einem auf die Halbschwingung bezogenen Dämpfungsverhältnis k' von ungefähr 3.

Beträgt die Ablesegenauigkeit $^1/_{1000}$ des größten Ausschlags, so bleibt, wenn k' zwischen 2,3 und 4 gewählt wird, der mittlere Gesamtfehler einer Messung unter 3 Promille, der maximal mögliche Fehler im ungünstigsten Falle unter 6 Promille.[9])

7. Zur Beurteilung der Empfindlichkeit und damit der Anwendungsgrenzen der Methode berechnen wir zum Vergleich die Ausschläge, die das gleiche Galvanometer mit der gleichen Prüfspule bei der gleichen Feldänderung, d. h. dem gleichen $U = \int E\,d\,t$, einmal als Kriechgalvanometer, das andere Mal als gewöhnliches ballistisches Galvanometer im aperiodischen Grenzfall gibt. Im ersten Falle gilt nach Gl. (6) angenähert

$$U_1 = q(\varphi_1 - \varphi_0) \tag{6}$$

im zweiten Falle nach Gl. (2) und (3) ($\lambda = \infty$)

$$U_2 = R_a\,Q = R_a\,P \cdot \varphi_1 = R_a\,C\,\frac{T_0}{2\pi}\,e \cdot \varphi_1$$

$$= R_a\,\frac{D}{q}\sqrt{\frac{K}{D}} \cdot e \cdot \varphi_1\,,$$

und wegen Gl. (5) (bei Vernachlässigung der Luftdämpfung)

$$U_2 = \frac{2\sqrt{KD}}{p} \cdot q \cdot \frac{e}{2} \cdot \varphi_1 = q \cdot \frac{e}{2} \cdot \varphi_1\,, \tag{22}$$

da im aperiodischen Grenzfalle (Kohlrausch, § 108)

$$p = 2\sqrt{KD}$$

ist. Vergleich von Gl. (22) und (6) zeigt, daß bei gleichem $\int E\,d\,t$ das Kriechgalvanometer einen $\frac{e}{2} = 1{,}36$ mal größeren Ausschlag gibt als das gewöhnliche, aperiodisch gedämpfte ballistische Galvanometer, d. h. die Empfindlichkeiten beider Methoden sind von der gleichen Größenordnung, was dadurch zustande kommt, daß die an sich infolge der starken Dämpfung kleinere Empfindlichkeit des Kriechgalvanometers durch den kleineren Schließungswiderstand kompensiert wird. Theoretisch kann man allerdings mit dem ballistischen Galvanometer eine etwas höhere Empfindlichkeit erreichen, weil bei ihm der Widerstand der Prüfspule wesentlich größer, nämlich gleich dem Grenzwiderstand R_a sein kann, während er beim Kriechgalvanometer höchstens von der Größenordnung des Spulenwiderstandes R sein darf; bei gleichen Abmessungen der Prüfspule entspricht das einer Erhöhung der Windungszahl und damit der Empfindlichkeit im Verhältnis $\sqrt{R_a : R}$. Praktisch kommt das aber kaum in Frage, weil Prüfspulen von so hohem Widerstande nur selten verwandt werden können.

8. Bei Kapazitätsmessungen besitzt das Kriechgalvanometer eine erheblich geringere Empfindlichkeit, weil die zu messende Elektrizitätsmenge unabhängig vom Schließungswiderstande ist und daher der kleine Schließungswiderstand keinen Vorteil bringt. Außerdem wird die Empfindlichkeit noch weiter verringert durch den zur Dämpfung erforderlichen Nebenschlußwiderstand R_n. Die Methode ist also nur für größere Kapazitäten (bei 2 Volt Meßspannung von etwa 1 μF an, bei 100 Volt von etwa 0,01 μF an), geeignet, ist dann aber auch hier vorteilhaft.

Ist i der Galvanometerstrom, J der von der Kapazität gelieferte Strom, R_γ der Galvanometerwiderstand, so ist

$$J = i\,\frac{R_\gamma + R_n}{R_n} = i\,\frac{R}{R_n}$$

und daher nach Gl. (6) sehr angenähert

$$R_n \int J\,d\,t = R \int i\,d\,t = q(\varphi_1 - \varphi_0)\,,$$

also die zu messende Elektrizitätsmenge

$$Q = \int J\,d\,t = \frac{q}{R_n}(\varphi_1 - \varphi_0) \tag{23}$$

(bei genaueren Messungen tritt auf der rechten Seite noch der Korrektionsfaktor f (Gl. 17) hinzu.) Der Reduktionsfaktor für Elektrizitätsmenge ist somit sehr nahe gleich q/R_n, also unabhängig vom Galvanometerwiderstand, und läßt sich durch Änderung von R_n in bequemer Weise meßbar ändern.

Bei ballistischer Benutzungsweise und aperiodischer Dämpfung erhält man aus Gl. (22):

$$Q_2 = \frac{U_2}{R_a} = \frac{q}{R_a}\,\frac{e}{2}\,\varphi_1\,. \tag{24}$$

Die Empfindlichkeit des Kriechgalvanometers ist also hier im Verhältnis $\frac{R_n}{R_a} \cdot \frac{e}{2}$ geringer, z. B., falls $R_n = R_\gamma$ und $\frac{R_a}{R} = \frac{\delta}{v_0} = 30$ gewählt wird, $\frac{1}{30} \cdot \frac{e}{2} = \frac{1}{22}$ von der des ballistischen Galvanometers.

9. Zur Prüfung der theoretischen Überlegungen und zum Beweise der Brauchbarkeit des „Kriechgalvanometers" seien nachstehend **einige Versuchsreihen** mitgeteilt:

Verwendet wurde ein normales Drehspulspiegelgalvanometer von Siemens & Halske, Spulen-

[9]) Bei dieser Berechnung ist angenommen, daß der Nullpunkt des Galvanometers nicht besonders bestimmt wird, sondern λ aus drei aufeinander folgenden Umkehrpunkten, λ_0 aus zwei Paaren von Umkehrpunkten bestimmt wird, die um eine solche Zahl von Halbschwingungen auseinander liegen, daß die Genauigkeit ein Maximum wird.

widerstand 300,0 Ω bei 16,0° C, Grenzwiderstand etwa 10000 Ω, Schwingungsdauer (volle Periode) 10,0 sec, Empfindlichkeit etwa $7 \cdot 10^{-10}$ Amp/mm bei 1 m Skalenabstand.

Die Versuche wurden ausgeführt durch Messung einer bekannten gegenseitigen Induktion in der üblichen Weise. Die Schaltung zeigt Abb. 1:

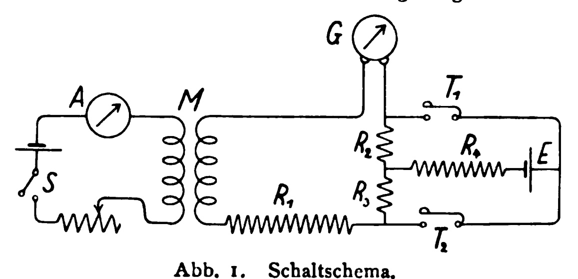


Abb. 1. Schaltschema.

G ist das Galvanometer, M ein Normal der gegenseitigen Induktion (0,01 Henry), in dessen Primärspule ein durch den Präzisionsstrommesser A gemessener Strom J mittels des Schalters S geschlossen oder geöffnet werden konnte. R_1 ist ein Präzisionsstöpselrheostat, der zur Änderung des Gesamtwiderstandes R im Galvanometerkreise dient. Die Widerstände R_2 R_3 (je 0,5 Ω) und R_4 (10000 Ω) haben den Zweck, von der Akkumulatorzelle E aus mittels der Tasten T_1 oder T_2 durch das Galvanometer einen schwachen Strom in der einen oder andern Richtung zu senden, um den Nullpunkt auf den gewünschten Wert einzustellen. Eine solche Einrichtung ist notwendig, weil ja wegen der extrem starken Dämpfung der Lichtzeiger nach dem Ausschlag von selbst erst nach außerordentlich langer Zeit in die Nullage zurückkehren würde.

Beobachtung mit Fernrohr und Skala; Skalenabstand 1050 mm.

A) Relative Messungen:

Beispiele von Beobachtungsergebnissen zeigen folgende Tabellen, in denen bedeuten:

α_0 = Stand des Fadenkreuzes im Augenblick des Stromschlusses bzw. der Stromöffnung;

$\varphi_0 = \alpha_0 - 250{,}0$ = Anfangsausschlag (Ruhelage bei 250,0);

α_1 = Umkehrpunkt;

$\varphi = \alpha_1 - \alpha_0 = \varphi_1 - \varphi_0$ = Ausschlag;

$\varphi_{\text{korr.}}$ = auf den Winkel korrigierter Ausschlag.

Rahmendämpfung entfernt; $\lambda_0 = 0{,}38$.

Aus den Versuchen geht folgendes hervor:

a) Tabelle 3 und 4 zeigen die Proportionalität des Ausschlages mit J, d. h. mit $\int E\,dt$, das hier gleich MJ ist; aus ihnen folgt für den Reduktionsfaktor

$$q = \frac{MJ}{\varphi} = \frac{0{,}01000}{441{,}4} = 2{,}266 \cdot 10^{-5} \text{ Voltsec/Sk. T.}$$

b) Die gleichen Meßreihen zeigen die erwartete Unabhängigkeit des Ausschlages vom An-

Tabelle 3.

$J = 0{,}1000$ Amp.; $R = 300\ \Omega$, $\frac{\delta}{\nu_0} \approx 30$.

Stromschluß					Stromöffnung				
α_0	α_1	φ_0	φ	$\varphi_{\text{korr.}}$	α_0	α_1	φ_0	φ	$\varphi_{\text{korr.}}$
250,0	294,0	0	44,0	44,0	290,0	245,7	+ 40	− 44,3	− 44,3
230,0	274,2	− 20	44,2	44,2	270,0	225,8	+ 20	− 44,2	− 44,2
210,0	254,2	− 40	44,2	44,2	250,0	206,0	0	− 44,0	− 44,0
			Mittel	44,13				Mittel	− 44,17

Gesamtmittel $\varphi = 44{,}15$; $\frac{\varphi}{J} = 441{,}5$.

Tabelle 4.

$J = 0{,}2000$ Amp.; $R = 300\ \Omega$, $\frac{\delta}{\nu_0} \approx 30$.

Stromschluß					Stromöffnung				
α_0	α_1	φ_0	φ	$\varphi_{\text{korr.}}$	α_0	α_1	φ_0	φ	$\varphi_{\text{korr.}}$
250,0	338,4	0	88,4	88,2	330,0	241,4	+ 80	− 88,6	− 88,4
210,0	298,4	− 40	88,4	88,4	290,0	201,7	+ 40	− 88,3	− 88,3
170,0	258,4	− 80	88,4	88,2	250,0	161,8	0	− 88,2	− 88,0
			Mittel	88,27				Mittel	− 88,23

Gesamtmittel $\varphi = 88{,}25$; $\frac{\varphi}{J} = 441{,}2$.

Tabelle 5.

$J = 0{,}2000$ Amp., $R = 450\ \Omega$, $\frac{\delta}{\nu_0} \approx 20$.

Stromschluß					Stromöffnung				
α_0	α_1	φ_0	φ	$\varphi_{korr.}$	α_0	α_1	φ_0	φ	$\varphi_{korr.}$
250,0	338,2	0	88,2	88,0	330,0	241,5	+ 80	− 88,5	− 88,3
210,0	298,2	− 40	88,2	88,2	290,0	201,8	+ 40	− 88,2	− 88,2
170,0	258,5	− 80	88,5	88,3	250,0	161,8	0	− 88,2	− 88,0
			Mittel	88,17				Mittel	− 88,17

Gesamtmittel $\varphi = 88{,}17$, $\frac{\varphi}{J} = 440{,}8$.

Tabelle 6.

$J = 0{,}2000$ Amp., $R = 600\ \Omega$, $\frac{\delta}{\nu_0} \approx 15$.

Stromschluß					Stromöffnung				
α_0	α_1	φ_0	φ_1	$\varphi_{korr.}$	α_0	α_1	φ_0	φ_1	$\varphi_{korr.}$
250,0	338,0	0	88,0	87,8	330,0	241,4	+ 80	− 88,6	− 88,4
210,0	298,2	− 40	88,2	88,2	290,0	202,0	+ 40	− 88,0	− 88,0
170,0	258,5	− 80	88,5	88,3	250,0	162,3	0	− 87,7	− 87,5
			Mittel	88,1				Mittel	− 87,97

Gesamtmittel $\varphi = 88{,}03$; $\frac{\varphi}{J} = 440{,}2$.

fangsausschlag φ_0; die Abweichungen der Beobachtungswerte von ihrem Mittel betragen im Maximum 3—4 Promille, also etwas mehr als nach der Theorie für diesen Fall $\left(\frac{\delta}{\nu_0} = 30\right)$ zugelassen; die Ursache liegt offenbar daran, daß das Magnetfeld des Galvanometers nicht ganz gleichförmig ist, wovon weiter unten noch zu reden sein wird.

Bei den Tabellen 5 und 6 sind die Abweichungen bei wechselndem φ_0 etwas größer, wie es wegen des kleineren δ/ν_0 nach der Theorie zu erwarten ist.

Weiter ist ersichtlich, daß bei den Tabellen 4 bis 6 diejenigen Beobachtungen, bei denen φ_0 negativ ist, d. h. entgegengesetztes Vorzeichen wie φ hat, besser untereinander übereinstimmen als die Beobachtungen mit $\varphi = 0$; nach der Theorie muß das auch so sein, weil bei negativem φ_0 das zweite Korrektionsglied in Gl. (9) kleiner ist.

c) Die Tabellen 4—6 bestätigen die von der Theorie vorausgesagte weitgehende Unabhängigkeit des Ausschlages vom Widerstande R des Galvanometerkreises; Verdoppelung von R verringert den Ausschlag nur um einige Promille.

Zum Vergleich seien nachstehend die Ergebnisse der den Tabellen 4—6 entsprechenden Versuchsreihen wiedergegeben, die vor Entfernung der Rahmendämpfung mit einem λ_0 von etwa 2 erhalten wurden; die Ausschläge sind hier, in Übereinstimmung mit Gl. (17) bzw. (17a), bereits bei $R = 300\ \Omega$ merklich kleiner[10]) und zeigen einen erheblich stärkeren Gang mit R.

Tabelle 7.

$J = 0{,}2000$ Amp., $\lambda_0 \approx 2$.

φ_0	$\varphi_{korr.}$ für $R =$		
	300 Ω	450 Ω	600 Ω
− 80	87,6	87,3	86,8
− 40	87,5	87,0	86,3
0	87,3	86,6	85,8
0	− 87,4	− 86,8	− 86,0
+ 40	− 87,6	− 87,0	− 86,3
+ 80	− 87,5	− 87,1	− 86,6
Mittel	87,5	87,0	86,3

B. Absolute Eichung.

a) Messung von R_g (Gl. 21):

Rahmendämpfung entfernt.

Aus mehreren Messungen ergab sich:

$$\lambda_0 = 0{,}3826 \pm 0{,}001\,.^{11)}$$

Für λ wurde bei drei verschiedenen Werten

[10]) Der Unterschied wird noch etwas größer, wenn man berücksichtigt, daß bei diesen Messungen der Skalenabstand etwas größer war.

[11]) Als Fehlergrenze ist hier und im folgenden der mittlere Fehler der Einzelmessung angegeben; der mittlere Fehler des Resultats ist, entsprechend der Zahl der Messungen, etwa 2—3 mal kleiner.

des Gesamtwiderstandes des Galvanometerkreises gefunden[12]):

Tabelle 8.

R	λ	$\frac{\frac{\lambda}{2\pi}}{\sqrt{1+\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2}}$	R_g
30000 Ω	2,717 ± 0,019	0,3969 ± 0,0024	10080 ± 80
25000 „	3,272 ± 0,025	0,4619 ± 0,0028	10030 ± 75
20000 „	4,276 ± 0,027	0,5626 ± 0,0024	10040 ± 50
		Mittel	10050 Ω

b) Die Bestimmung der Schwingungsdauer ergab mit

$$\lambda = 0{,}4 \quad T = 10{,}04 \text{ sec}$$

reduziert auf $\lambda = 0$

$$T_0 = 10{,}02 \text{ sec}.$$

c) Die Messung des statischen Reduktionsfaktors C geschah in der üblichen Weise durch Bestimmung des Ausschlags bei bekanntem, durch Widerstandskombination hergestelltem Strom.

Ein Messungsbeispiel zeigt folgende

Tabelle 9.

$i \cdot 10^8$	α	φ	$\varphi_{korr.}$	$C \cdot 10^{10}$	Mittel
0	250,0	—	—	—	
− 7,50	143,7	106,3	105,9	7,05₅	7,12
+ 7,50	354,6	104,4	104,1	7,18	
0	250,2	—	—	—	
+ 5,00	320,5	70,3	70,2	7,12	7,07
− 5,00	178,7	71,4	71,3	7,01	
0	250,1	—	—	—	
− 2,50	214,4	35,7	35,7	7,00	7,00
+ 2,50	285,7	35,7	35,7	7,00	
0	250,0	—	—	—	

aus der sich im Mittel ergibt:

$$C = 7{,}06 \cdot 10^{-10} \text{ Amp/Sk.-T.}$$

Aus diesen Zahlenwerten berechnet sich nach Gl. (20)

$$q = C \frac{T_0}{\pi} \cdot R_g$$

$$= 2{,}264 \cdot 10^{-5} \text{ Voltsec/Sk.-Teil}$$

in guter Übereinstimmung mit dem oben berechneten Ergebnis der empirischen Eichung.

Ich habe obige Meßreihe für C in extenso wiedergegeben, um zu zeigen, das man die Genauigkeit auch eines guten Spiegelgalvanometers nicht überschätzen darf, weil die Proportionalität zwischen Auschlagswinkel und Strom, selbst bei den hier in Frage kommenden verhältnismäßig kleinen Ausschlägen von $\pm \frac{1}{10}$ Skalenabstand, entsprechend einem Ausschlagswinkel von ± 3 Bogengraden, nur unvollkommen erfüllt ist. Die mitgeteilte Meßreihe ist nur eine von vielen, die bei den verschiedensten Neigungen des Galvanometers und Einstellungen des Torsionskopfes ausgeführt wurden; es zeigten sich dabei große Unterschiede in der Abhängigkeit des Reduktionsfaktors C von der Größe und Richtung des Ausschlags, aber stets ergaben sich bei der gleichen Einstellung Schwankungen von C von ungefähr 2%.

Die Ursache dieser Schwankungen kann, da $C = \frac{D}{q}$ ist, sowohl in D wie in q liegen; da aus den Meßreihen (Tabellen 3 bis 6) eine Konstanz von q innerhalb weniger Promille hervorgeht, muß die Hauptursache Inkonstanz der Direktionskraft D sein. Schwankungen der Torsionskraft des Aufhängebandes oder der Zuführungsspirale[13]) in diesem Ausmaße sind recht unwahrscheinlich, somit bleibt als Quelle der Störung nur noch eine zusätzliche magnetische Direktionskraft, die durch Inhomogenitäten des Magnetfeldes in Verbindung mit einen schwachen Magnetismus der Drehspule zu erklären wäre. Hierfür spricht auch die beträchtliche Nullpunktsverschiebung bei geringen Neigungen des Instrumentes oder bei Änderung der Stärke des Magnetfeldes mittels des magnetischen Nebenschlusses; im letzteren Falle trat auch eine Änderung der Schwingungsdauer ein, aus der die magnetische zusätzliche Richtkraft zu etwa 15% der Gesamtrichtkraft berechnet werden konnte. Eine so beträchtliche Zusatzrichtkraft, die, da sie von den zufälligen Inhomogenitäten des Feldes herrührt, erheblichen örtlichen Schwankungen unterliegen muß, ist sehr wohl geeignet, die beobachtete Inkonstanz von C zu erklären.

Es ergibt sich daraus die Nutzanwendung, daß bei der Konstruktion von Galvanometern peinlichst darauf zu achten ist, daß das bewegliche System absolut eisenfrei ist **und bleibt**; also abgesehen von sorgfältiger Auswahl der Materialien und äußerster Sauberkeit bei der Herstellung die Forderung, das bewegliche System sicher vor Staub, der ja vielfach eisenhaltig ist, zu schützen; besonders bei Galvanometern mit auswechselbarem System scheint mir diese letztere Forderung bisher nicht genügend beachtet zu sein.

C. Kapazitätsmessungen.

Kapazitätsmessungen mit dem ballistischen Galvanometer sind bekanntlich, namentlich bei schlechteren Kondensatoren, einer erheblichen

[12]) Die Versuchsbedingungen waren etwas anders, als auf S. 366 (Anmerk. 9) vorausgesetzt, indem nämlich λ aus dem Nullpunkt und zwei Umkehrpunkten bestimmt wurde; in diesem Falle liegt der günstigste Wert des Dekrements etwa bei $\lambda = 4$; der Fehler wird etwas größer.

[13]) Auch sehr sorgfältiges Einziehen einer neuen unteren Zuführungsspirale änderte an dem Befund nichts.



Störung und Fehlerquelle unterworfen, die von der Rückstandsbildung des Dielektrikums[14]) herrührt. Diese bewirkt, daß nach dem eigentlichen Entladungsvorgang, der sich in sehr kurzer Zeit abspielt, noch ein schwacher Strom weiterfließt, der trotz seiner geringen Stärke erhebliche Elektrizitätsmengen transportieren kann, weil er nur sehr langsam (innerhalb von Minuten) abklingt. Das ballistische Galvanometer mißt in der verhältnismäßig langen Zeit von dem Entladungsstromstoß bis zum Umkehrpunkt einen Teil dieser nachfließenden Elektrizitätsmenge mit und mißt dadurch die Kapazität meist erheblich, unter Umständen mehrere $100\,^0/_0$[15]) zu hoch.

Beim Kriechgalvanometer, dessen Ausschlag in jedem Augenblick angenähert die bis dahin durchgeflossene Elektrizitätsmenge anzeigt, äußert sich die Rückstandsbildung in der Weise, daß der Lichtzeiger zunächst unter der Wirkung der freien Ladung der Belegungen seine schnelle, ruckweise Bewegung ausführt, nach deren Abschluß aber nicht wie sonst umkehrt, sondern sich infolge des Rückstandstromes langsam weiter bewegt, um erst nach längerer Zeit umzukehren, und zwar um so später, je größer die Rückstandsbildung ist. Die beiden Bewegungsphasen sind durch eine Art Haltepunkt getrennt, der sich bei nicht zu großem Rückstand ziemlich scharf beobachten läßt. Das Kriechgalvanometer zeigt daher in der Differenz zwischen Anfangsausschlag und Haltepunkt die wahre Kapazität an und liefert gleichzeitig in dem Ausschlagsunterschied zwischen Haltepunkt und Umkehrpunkt ein, wenn auch relatives, von den Galvanometereigenschaften abhängiges, Maß für die Rückstandsbildung.

Die folgende Tabelle gibt einige Meßreihen wieder, die erhalten wurden an:

1. einem von der Reichsanstalt geeichten Präzisionsglimmerkondensator von 0,1 μF (Ia) bzw. 0,05 μF (Ib),
2. einem Minos-Glasplattenkondensator (Schott u. Gen.) mit einer Sollkapazität von 0,247 μF (II),
3. einem Papierkondensator, etwa 2 μF, für 2000 Volt Prüfspannung (Siemens) (III),
4. zwei kleinen Papierkondensatoren, Posttype, Nennkapazität 2 μF (IVa und IVb).

E bedeutet die Meßspannung, T die ungefähre Ladungszeit, C die unter Annahme einer dynamischen Galvanometerkonstante [aus den Messungen an Ia berechnet[16])], $q = 2{,}29 \cdot 10^{-6}$ aus den Messungen nach Gl. (23) berechnete Kapazität. Zum Vergleich sind in der letzten Spalte die mit dem gleichen, auf aperiodische Grenzdämpfung eingestellten Galvanometer (volle Schwingungsdauer 11,7″, also Ausschlagszeit 1,86″) ballistisch gemessenen Kapazitätswerte, bezogen auf den Kondensator Ia, angegeben.

Tabelle 10.

	E Volt	T sec	R_n Ω	Nullpunkt	Haltepunkt	Umkehrpunkt	C	$C_{ball.}$
Ia	42,6	∞	150	250,0	278,0	278,0	0,1003	—
	42,6	∞	300	250,0	305,7	305,7	0,0998	—
	42,6	∞	450	250,0	333,5	333,5	0,0997	0,1005
	42,6	0,2	450	250,0	333,4	333,4	0,0996	0,1000
Ib	42,6	∞	450	250,0	291,8	291,8	0,0499	—
II	42,8	∞	200	250,0	340,8	340,8	0,243	0,2475
	42,8	0,2	200	250,0	341,6	341,6	0,245	0,2475
	42,8	∞	100	250,0	295,8	295,8	0,245	—
	42,8	0,2	100	250,0	295,8	295,8	0,245	—
III	2,12	∞	200	250,0	288,5	290,7	2,08	2,23
	2,12	0,2	200	250,0	288,5	288,8	2,08	2,13
	2,12	∞	400	250,0	327,5	330,5	2,09	—
	2,12	0,2	400	250,0	327,3	327,3	2,09	—
IVa	2,11	0,2	300	250,0	28_4	285,5	1,23	1,305
	2,11	10	300	250,0	28_5	294,7	etwa 1,27	1,544
	2,11	30	300	250,0	28_6	297,0	etwa 1,31	1,566
VIb	2,10	0,2	300	250,0	29_3	300,0	1,56	1,670
	2,10	10	300	250,0	etwa 300	331,5	etwa 1,82	2,235
	2 10	30	300	250,0	?	—	?	2,427

Die Messungen zeigen einmal, der Formel (23 entsprechend, innerhalb der Meßgenauigkeit die gute Proportionalität der Ausschläge mit dem Nebenschlußwiderstand R_n, andrerseits bei den Papierkondensatoren den Einfluß der Rückstandsbildung. Während diese bei den ballistisch gemessenen Kapazitätswerten sich in einer beträchtlichen Abnahme von $C_{ball.}$ mit abnehmender Ladungszeit äußert, ist beim Kriechgalvanometer die aus den Haltepunkten berechnete Kapazität C innerhalb der Ablesegenauigkeit des Haltepunktes nahezu konstant und merklich kleiner als $C_{ball.}$, ein Beweis, daß in der Tat mit dem Kriechgalvanometer der Rückstandsfehler wesentlich besser ausgeschaltet wird als beim ballistischen Galvanometer selbst bei kurzer Ladezeit. Allerdings ist, wie die Messungen an den Postkondensatoren IVa und IVb, namentlich bei letzteren, zeigen, bei sehr großem Rückstande der Haltepunkt unscharf und deshalb C nur ziemlich ungenau zu bestimmen.

10. Zusammenfassend läßt sich somit sagen, daß die Methode des Kriechgalvanometers, d. h. eines ballistischen Galvanometers mit extrem starker Dämpfung, der üblichen ballistischen Methode im allgemeinen durchaus gleichwertig, in mancher

[14]) S. z. B. E. Orlich, Kapazität und Induktivität, Braunschweig 1909, S. 24 u. S. 202 ff.

[15]) Zeleny, Phys. Rev. **22** (1906), 65.

[16]) Dieser Wert von q ist mit dem oben ermittelten nicht vergleichbar, da das Galvanometer anders justiert war.

Hinsicht zweifellos überlegen ist. Ihre Vorteile liegen einmal in der Meßschnelligkeit, die bei längeren Meßreihen eine erhebliche Zeitersparnis bedingt, zweitens bei Messungen von magnetischen Feldern oder Induktionskoeffizienten in der Unabhängigkeit des Ausschlages vom Widerstande des Galvanometerkreises, drittens bei Kapazitätsmessungen in der Verringerung des Rückstandsfehlers.

Die Diskussion der von der Trägheit und Direktionskraft herrührenden Fehler ergab, daß diese bei genügend großer Dämpfung (Tabelle 1) unter der Meßgenauigkeit bleiben. Etwas größer sind die Fehler, die durch das stets etwas ungleichförmige Magnetfeld des Galvanometers hervorgerufen werden. Auch beim ballistischen Galvanometer treten derartige Fehler auf, weil die Ungleichförmigkeit des Magnetfeldes in Verbindung mit dem nie restlos zu vermeidenden Magnetismus des Galvanometersystems örtliche Inkonstanz der Direktionskraft hervorruft; nach den Erfahrungen bei dem in dieser Arbeit untersuchten Instrument sind die relativen Schwankungen der Direktionskraft größer als die des Magnetfeldes und damit die Fehler beim ballistischen Galvanometer größer als beim Kriechgalvanometer.

Die Empfindlichkeit des Kriechgalvanometers ist bei magnetischen Messungen annähernd ebenso groß wie die des ballistischen Galvanometers, bei Kapazitätsmessungen etwa 20 mal kleiner.

Ebenso wie das ballistische Galvanometer läßt sich auch das Kriechgalvanometer absolut eichen, d. h. die Bestimmung seines Reduktionsfaktors auf die Messung von statischem Reduktionsfaktor, Schwingungsdauer und Dämpfung zurückführen.

Jena, Physikalisches Institut.

(Eingegangen am 28. Mai 1926.)

Über die Temperaturänderung von Gasen bei der Entspannung durch Drosselung und durch äußere Arbeitsleistung.

Von H. Hausen, Höllriegelskreuth bei München.

Inhalt: Berechnung der Abkühlung der Luft durch Entspannung unter äußerer Arbeitsleistung aus dem Thomson-Joule-Effekt. Gesetzmäßigkeiten im kritischen Punkt. Einzelanteile der inneren Kräfte und der äußeren Arbeitsleistung an der Temperaturänderung bei beiden Arten der Entspannung. Größe der inneren Kräfte; innere Energie und spez. Wärme c_v.

Einleitung.

Die bisher erschienenen theoretischen Arbeiten über die Entspannung von Gasen durch Drosselung und durch äußere Arbeitsleistung beschäftigen sich im wesentlichen mit den thermodynamischen Beziehungen, welche zwischen der durch die Entspannung bewirkten Temperaturänderung und den übrigen Zustandseigenschaften eines Körpers bestehen.[1]) Als Ergänzung hierzu sollen in der nachfolgenden Untersuchung die Entspannungseffekte und die sie beeinflussenden Größen weitergehend als bisher auch zahlenmäßig verfolgt werden, wobei die Luft, deren Drosseleffekt am genauesten bekannt ist, als Beispiel gewählt sei. Diese zahlenmäßigen Berechnungen sind möglich auf Grund der von Vogel[2]) und Noell[3]) begonnenen und vom Verfasser[4]) auf tiefe Temperaturen bis -175^0C ausgedehnten Messungen über den Thomson-Joule-Effekt und der hieraus berechneten Zustandsgrößen der Luft. Da die Versuche sich nunmehr bis in das Gebiet der flüssigen Luft erstrecken, so können auch die Verhältnisse im kritischen Punkt näher erörtert werden.

---

[1]) Vgl. zu B.: A. W. Porter, On the inversion-points for a fluid passing through a porous plug and their use in testing proposed equations of state. Phil. Mag. **11** (1906), 554. — J. P. Dalton, Researches on the Joule-Kelvin-effect especially at low temperatures I. Calculations for hydrogen. Comm. Leiden **109** (1903), 3. — R. Plank, Über den Zusammenhang zwischen dem Joule-Thomson-Effekt, der spezifischen Wärme und der Zustandsgleichung. Phys. Zeitschr. **15** (1914), 904. — R. Plank, Zur Thermodynamik des Drosselvorganges. Phys. Zeitschr. **17** (1916), 521. — R. Plank, Über Abkühlung von Gasen durch Leistung innerer und äußerer Arbeit. Phys. Zeitschr. **21** (1920), 150. — M. Jakob, Thermodynamische Drosselgleichung und Zustandsgleichung der Luft von weitem Gültigkeitsbereich, Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, Heft 202 (1917). — M. Jakob, Die Inversionskurve des differentialen Thomson-Joule-Effektes der Gase. Phys. Zeitschr. **22** (1921), 65. — W. Meissner, Der Einfluß von Anfangsdruck und Vorkühltemperatur bei der Verflüssigung des Wasserstoffs. Zeitschr. f. Phys. **18**, Heft 1 (1923), 12. — L. Schames, Vergleich der van der Waalsschen mit der rein thermodynamischen Zustandsgleichung und eine neue Methode zur Bestimmung der kritischen Größen, der Grenzdichten und der Inversionskurven. Elster- und Geitel-Festschrift, Fr. Vieweg & Sohn, Braunschweig (1915), S. 287. — L. Schames, Theorie der charakteristischen Kurven des homogenen Zustandsgebiets und ihr Zusammenhang mit der Thermodynamik adiabatischer Expansionen. Ann. d. Phys. (4) **57** (1918), 321. — Mit der Berechnung von Zustandsgrößen aus dem Thomson-Joule-Effekt haben sich ferner auch die meisten experimentellen Forscher beschäftigt; vgl. die Literaturzusammenstellung in den weiter unten erwähnten Untersuchungen von Vogel, Noell und Hausen. Inzwischen ist noch erschienen: J. R. Roebuck, The Joule-Thomson effect in air. Proc. Am. acad. **60** (1925), 537.

[2]) E. Vogel, Über die Temperaturveränderung von Luft und Sauerstoff beim Strömen durch eine Drosselstelle bei 10^0 C und Drücken bis zu 150 at. Diss., München 1910 und Forschungsarbeiten Heft 108/109 (1911).

[3]) Fr. Noell, Die Abhängigkeit des Thomson-Joule-Effektes für Luft von Druck und Temperatur bei Drücken bis 150 at und Temperaturen von -55^0 bis $+250^0$ C. Diss., München 1914 und Forschungsarbeiten Heft 184 (1916).

[4]) H. Hausen, Der Thomson-Joule-Effekt und die Zustandsgrößen der Luft bei Drücken bis zu 200 at und Temperaturen zwischen $+10^0$ und -175^0 C. Forschungsarbeiten Heft 274 (1926), Auszug in Zeitschr. d. Ver. D. Ing. (1926), S. 266. Dieses Forschungsheft und die Abschnitte Ia, Ic, IIa und IIb der vorliegenden Arbeit geben den Inhalt der Dr. Ing.-Dissertation des Verfassers wieder.

Die genannte Betrachtungsweise soll auch auf die Frage, durch welche inneren Vorgänge die Temperaturänderung bei der Entspannung zustande kommt, angewendet werden. Fliegner[5]) hatte an Hand der van der Waalsschen Zustandsgleichung gezeigt, daß der Drosseleffekt nicht nur auf die Wirkung der sogenannten inneren Kräfte sondern auch auf einen gewissen Betrag an äußerer mechanischer Arbeit zurückzuführen ist. Im folgenden sollen die durch diese beiden Ursachen bewirkten Temperaturänderungen sowohl bei der Drosselung als auch bei der umkehrbaren Entspannung im Expansionszylinder einzeln berechnet werden. Zum Schlusse sollen die inneren Kräfte selbst ermittelt und ihr zahlenmäßiger Zusammenhang mit der inneren Energie besprochen werden, wobei sich auch Gelegenheit zu einer angenäherten Berechnung der spezifischen Wärme c_v bei gleichbleibendem Rauminhalt ergeben wird.

I. Abhängigkeit der durch die Entspannung bewirkten Temperaturänderung von Druck und Temperatur.

a) Thomson-Joule-Effekt.

Soweit nicht ausdrücklich anderes bemerkt ist, soll im nachfolgenden vorausgesetzt werden, daß die Entspannung adiabatisch verläuft, also ohne Wärmezu- oder Ableitung. Für die rechnerische Behandlung soll ferner stets der sog. „differentiale" Entspannungseffekt zugrunde gelegt werden, d. h. das Verhältnis der unendlich kleinen Temperaturänderung zu der unendlich kleinen Drucksenkung, durch die sie hervorgerufen wird; praktisch kann dieses Verhältnis immer derjenigen Temperaturänderung gleichgesetzt werden, welche bei Entspannung um 1 at eintritt.

Der differentiale Thomson-Joule-Effekt α_i ist demnach definiert durch den Differentialquotienten

$$\alpha_i = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_i,$$

wobei der Index i angibt, daß bei der adiabatischen Drosselung der Wärmeinhalt i konstant bleibt. Da ∂p als Drucksenkung stets negativ ist, so ist α_i positiv, wenn bei der Drosselung die Temperatur sinkt, dagegen negativ, wenn die Temperatur steigt.

In Abb. 1 ist der differentiale Thomson-Joule-Effekt der Luft nach den Versuchen von Vogel, Noell und Hausen in Abhängigkeit von der absoluten Temperatur dargestellt. Die ausgezogenen (und gestrichelten) Linien sind Kurven gleichbleibenden Druckes, die strichpunktierte Linie links ist die Sättigungslinie mit dem kritischen Punkt ($p_k = 38{,}4$ at, $T_k = 132{,}6^0$); der obere Ast gilt für den trocken gesättigten Dampf, der untere für die Flüssigkeit.

In dem dargestellten Bereich ist der Thomson-Joule-Effekt meist positiv, der Drucksenkung entspricht also eine Temperatursenkung. Im allgemeinen ist diese Temperatursenkung um so kleiner, je höher der Druck ist. Bei unterkritischen Drucken ($p < p_k = 38{,}4$ at) nimmt der Thomson-Joule-Effekt mit abnehmender Temperatur bis zur Erreichung der Sättigungslinie dauernd zu. Bei Drucken oberhalb des kritischen nimmt er ebenfalls mit abnehmender Temperatur zunächst zu, erreicht aber dann ein Maximum und nimmt hierauf um so rascher wieder ab, je weniger die Höhe des Druckes den kritischen Druck übersteigt. Bei sehr tiefen Temperaturen und hohen Drücken und zwar größtenteils in dem unterhalb der kritischen Temperatur ($t_k = -140{,}6^0$ C) gelegenen Flüssigkeitsgebiet ist der Thomson-Joule-Effekt negativ, d. h. bei einer Drucksenkung tritt an Stelle der sonst beobachteten Abkühlung eine Erwärmung ein.

b) Umkehrbare Entspannung unter äußerer Arbeitsleistung.

Der bei umkehrbarer adiabatischer Entspannung unter äußerer Arbeitsleistung, also bei gleichbleibender Entropie s eintretende differentiale Abkühlungseffekt α_s läßt sich aus den obigen Werten des differentialen Thomson-Joule-Effektes α_i auf folgende Weise berechnen. Für α_i gilt die thermodynamische Beziehung

$$\alpha_i = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_i = \frac{T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v}{c_p} \qquad (1)$$

und entsprechend für α_s

$$\alpha_s = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s = \frac{T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p}{c_p}.\text{[6])} \qquad (2)$$

Subtrahiert man Gl. (1) von Gl. (2), so folgt

$$\alpha_s = \alpha_i + \frac{v}{c_p}.\text{[6])} \qquad (3)$$

Aus Gl. (3) läßt sich α_s leicht berechnen, da α_i durch die oben besprochenen Versuche, v und c_p für alle Temperaturen zwischen -200^0 und $+50^0$ C und für Drücke bis zu 200 at durch die vom Verfasser durchgeführte graphische Berechnung der Zustandsgrößen der Luft bekannt sind.

Die auf diese Weise erhaltenen Werte von α_s zeigt Abb. 2. Auch hier stellen die ausgezogenen Linien Kurven konstanten Druckes, die strichpunktierte Linie links die Sättigungslinie dar. Die

[5]) A. Fliegner, Die Kurven konstanter Erzeugungswärme für elastische Flüssigkeiten. Vierteljahrsschrift der naturforschenden Gesellschaft in Zürich **55** (1910), 202.

[6]) Vgl. R. Plank, Phys. Zeitschr. **21** (1920), 150.



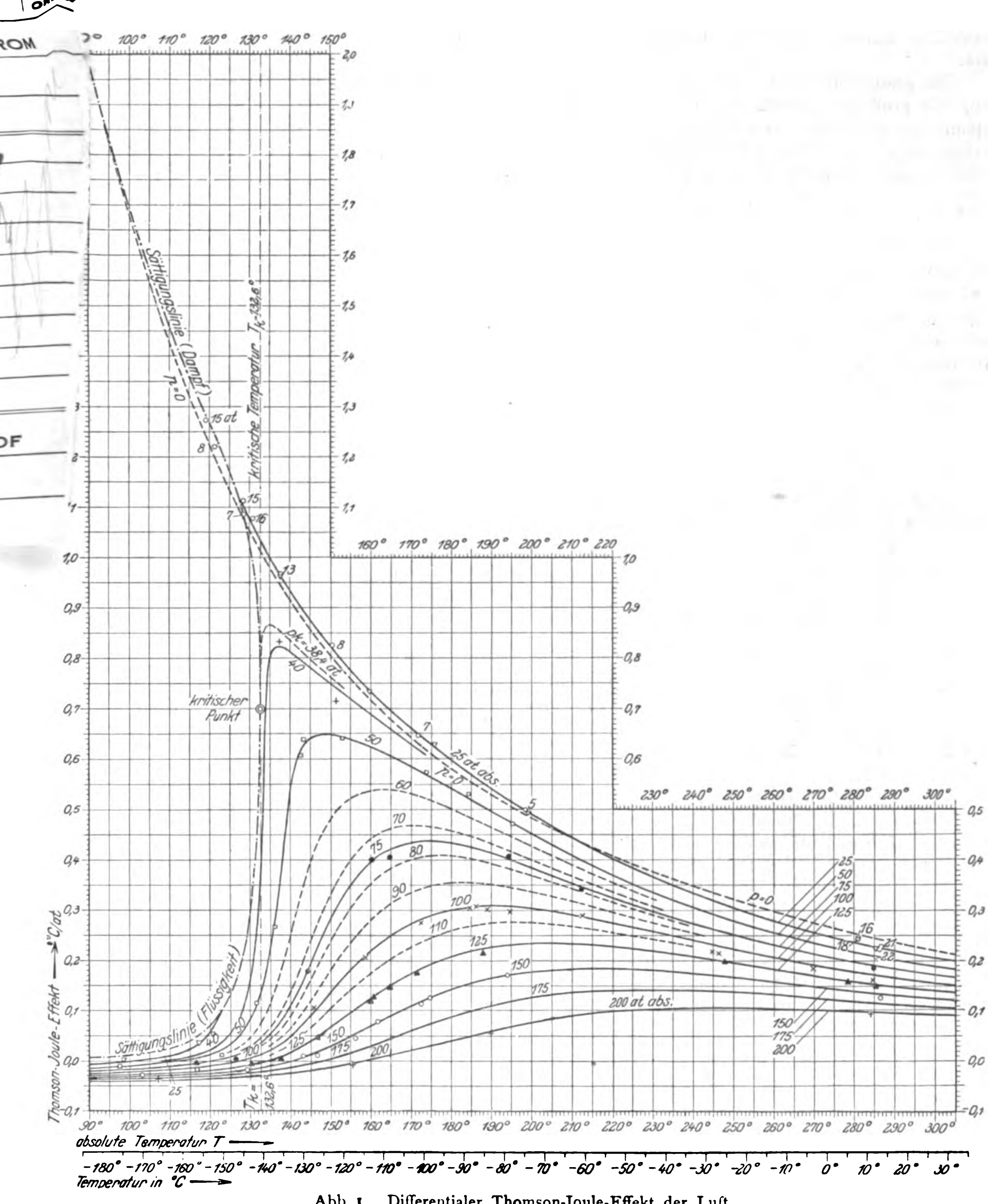


Abb. 1. Differentialer Thomson-Joule-Effekt der Luft.

Werte von α_s sind namentlich bei niedrigen Drücken wesentlich höher als die von α_i; bei $p = 0$ werden sie unendlich. Mit sinkender Temperatur zeigt sich bei allen Drücken eine Abnahme der α_s-Werte. Bei überkritischen Drücken erfolgt hierbei ein rascher, aber stetiger Übergang in die sehr kleinen Werte des Flüssigkeitsgebietes. Im Gegensatz zum Verhalten von α_i bleibt α_s auch im Flüssigkeitsgebiet stets positiv, d. h. bei der isentropischen Entspannung tritt in dem dar-

gestellten Bereich stets eine Temperatursenkung ein.

Die gestrichelt eingezeichneten Geraden geben an, wie groß der differentiale isentropische Entspannungseffekt wäre, wenn für die Luft das ideale Gasgesetz gälte. Dieser Effekt läßt sich ebenfalls nach Gl. (3) berechnen, wenn man für das ideale Gas $\alpha_i = 0$, $c_p = c_{p_0}$ und $v = \frac{RT}{p}$ setzt, wobei c_{p_0} die spezifische Wärme beim Druck $p = 0$ und R die Gaskonstante bedeuten. Es zeigt sich, daß bei niedrigen Drücken und hohen Temperaturen der wirkliche Entspannungseffekt etwas größer ist als beim idealen Gas, mit abnehmender Temperatur und steigendem Druck in der Nähe des kritischen Punktes aber rasch zu Werten abfällt, die weit unter denen des idealen Gases liegen.

c) Verhalten im kritischen Punkt.

Als binäres Gemisch aus Sauerstoff und Stickstoff hat die Luft strenggenommen keinen einheitlichen kritischen Punkt, sondere zwei Punkte, die sich in die kritischen Eigenschaften teilen.[7]) Der Punkt, in welchem die Flüssigkeits- und Dampfgrenzkurve (z. B. im p, v-Diagramm) aneinanderstoßen, heißt „Faltenpunkt"; der Punkt, in dem die Sättigungslinie und eine Isotherme, welche der kritischen Isotherme eines einheitlichen Gases entspricht, eine gemeinschaftliche Tangente haben, wird Punkt des kritischen Kontaktes genannt. Nach Kuenen und Clark[8]) liegt der Punkt des kritischen Kontaktes bei $t = -140{,}63^0$ C und $p = 38{,}40$ kg/cm², der Faltenpunkt bei $t = -140{,}73^0$ C und $p = 38{,}48$ kg/cm². Im vorliegenden Fall können in Rücksicht auf die geringen Unterschiede beide Punkte unbedenklich als einheitlicher kritischer Punkt betrachtet werden, für den wie im Punkt des kritischen Kontaktes $t_k = -140{,}63^0$ C und $p_k = 38{,}4$ at angenommen sei.

Aus Abb. 1 und 2 geht hervor, daß im kritischen Punkt 1. α_i und α_s fast denselben Wert haben, 2. die kritische Isobare gemeinsam mit der Sättigungslinie eine annähernd senkrechte Tangente besitzt. Stellt man in einem α_i, p- bzw. α_s, p-Diagramm α_i und α_s als Funktion des Druckes dar, so hat in einem solchen Diagramm[9]) in entsprechender Weise die kritische Isotherme gemeinsam mit der Sättigungslinie eine nahezu senkrechte Tangente.

[7]) J. D. van der Waals, Kontinuität des flüssigen und gasförmigen Zustands, 2. Aufl., II. Teil, J. A. Barth, Leipzig 1900 und J. D. van der Waals, Congrès de physique 1, Paris (1900), 583.

[8]) J. P. Kuenen u. A. L. Clark, Critical point, critical phenomena and a few condensation-constants of air. Comm. Leiden 150b (1917).

[9]) Vgl. z. B. das α_i, p-Diagramm in Hausen, Forschungsarbeiten Heft 274 (1926).

Es soll im nachfolgenden gezeigt werden, daß diese für Luft als ein binäres Gemisch nur annähernd zutreffenden Aussagen für ein ein-

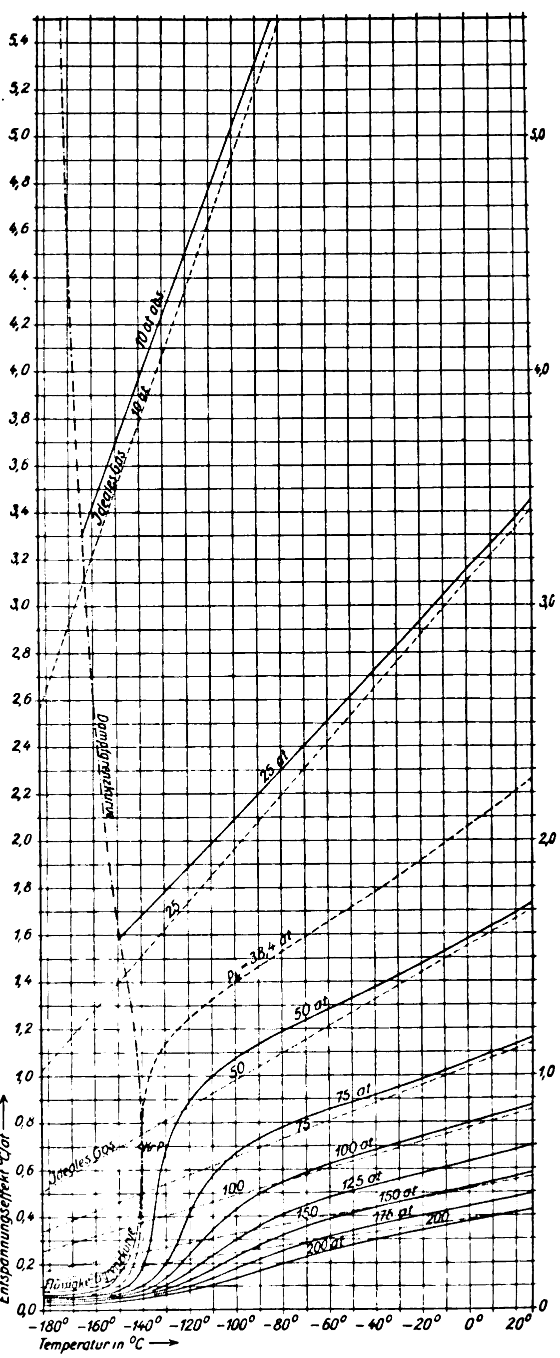


Abb. 2. Differentialer isentropischer Entspannungseffekt der Luft.

heitliches Gas exakt gelten. Die Betrachtungen sollen dabei gleichzeitig auf die Temperaturänderung bei einer Drucksenkung unter gleichbleibendem Rauminhalt und bei einer Drucksenkung unter gleichbleibender innerer Energie u aus-

gedehnt werden. Erstere kann z. B. durch umkehrbare Abkühlung eines in feste Wände eingeschlossenen Gases, letztere durch einfaches Überströmen komprimierter Luft in ein evakuiertes Gefäß bewirkt werden. Das Verhältnis der unendlich kleinen Temperaturänderung zur unendlich kleinen Druckänderung sei ähnlich wie oben durch α_v bzw. α_u gekennzeichnet.

Durch Einsetzen von

$$c_p = c_v + T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$$

in Gl. (1) und (2) erhält man:

$$\alpha_i = \frac{T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v}{c_v + T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p} \tag{4a}$$

und

$$\alpha_s = \frac{T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p}{c_v + T\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p}. \tag{4b}$$

Da im kritischen Punkt eines einheitlichen Gases $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \infty$, so kann man in Gl. (4a) und (4b) in Zähler und Nenner die endlichen Glieder v bzw. c_v gegen die unendlich großen mit $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$ vernachlässigen. Nach Kürzen mit $T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$ erhält man dann:

für $p = p_k$:

$$\underline{\alpha_i = \alpha_s} = \frac{1}{\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v} = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_v = \underline{\alpha_v}. \tag{5}$$

Eine entsprechende Überlegung gilt für α_u. Aus

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T \cdot dp + \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_p dT$$

folgt für $du = 0$:

$$\alpha_u = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_u = -\frac{\left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T}{\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_p} = -\frac{\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T}{\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_p}. \tag{6}$$

Da ferner

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$$
$$= c_v + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p,$$

so erhält man durch Einsetzen in Gl. (6):

$$\alpha_u = -\frac{\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T}{c_v + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p}. \tag{7}$$

Im kritischen Punkt ist $\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T$ und $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$ unendlich; man kann daher c_v gegen das unendlich große Glied mit $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$ vernachlässigen und erhält nach Kürzen mit $\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T$:

für $p = p_k$:

$$\underline{\alpha_u} = -\frac{\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T}{\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p} = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_v = \underline{\alpha_v}. \tag{8}$$

Im kritischen Punkt ist also in Übereinstimmung mit der obigen Behauptung die einer unendlich kleinen Druckabnahme entsprechende Temperatursenkung unabhängig davon, ob die Entspannung durch Drosselung, durch Expansion in einem Zylinder oder durch Wärmeentziehung bei gleichbleibendem Rauminhalt oder durch einfaches Überströmen bei gleichbleibender innerer Energie erfolgt.

Diese Eigenschaft teilt der kritische Punkt, wie die folgende Überlegung zeigt, mit dem Sättigungsgebiet. Da nämlich im Sättigungsgebiet eines einheitlichen Stoffes Druck und Temperatur einander eindeutig zugeordnet sind, so entspricht in diesem Gebiet jeder beliebigen Drucksenkung eine ganz bestimmte Temperatursenkung, unabhängig davon, wie die Drucksenkung zustande kommt. Man könnte somit die Gleichungen (5) und (8) als selbstverständlich betrachten, da ja der kritische Punkt mit zum Sättigungsgebiet gehört. Diese Schlußfolgerung ist ebenso wie für jeden anderen Punkt der Sättigungslinie (z. B. im p, v-Diagramm) nur richtig, wenn man sich auf solche Zustandsänderungen beschränkt, welche von dem betreffenden Punkt ausgehend in das Innere des Sättigungsgebietes verlaufen. Sie wäre hingegen unzulässig, wenn man von einem Punkt außerhalb des Sättigungsgebietes bis zu einem bestimmten Punkt der Sättigungslinie entspannt; denn in diesem Falle ist im allgemeinen bei gleicher Drucksenkung die Temperaturänderung je nach der Art dieser Drucksenkung sehr verschieden. Es ist somit wesentlich für die Gleichungen (5) und (8), daß sie auch dann gelten, wenn man sich dem kritischen Punkt unter unendlich kleiner Drucksenkung aus seiner unmittelbaren Umgebung außerhalb des Sättigungsgebietes nähert.

Die zweite Aussage, wonach bei einem einheitlichen Gas die kritische Isobare und die

kritische Isotherme im kritischen Punkt eine senkrechte Tangente haben, kann wie folgt bewiesen werden. Denkt man sich für ein einheitliches Gas die Sättigungslinie in ein Diagramm mit T als Abszisse und α_i als Ordinate (vgl. Abb. 1) eingetragen, so liegen die einem bestimmten Druck zugehörigen Punkte auf der Dampf- und Flüssigkeitsgrenzkurve senkrecht untereinander, da Dampf und Flüssigkeit dieselbe Sättigungstemperatur besitzen. Dies gilt auch für die zwei dem kritischen Punkt unendlich nahen Punkte gleichen Druckes auf den beiden Ästen der Sättigungslinie. Die durch diese beiden Punkte hindurchgehende Isobare muß daher notwendigerweise im kritischen Punkt eine senkrechte Tangente haben. In gleicher Weise folgert man aus dem $\alpha_i p$-Diagramm, daß die kritische Isotherme im kritischen Punkt eine senkrechte Tangente hat. Da entsprechende Überlegungen auch für α_s, α_v und α_u gelten, so folgt, wenn man auch das Vorzeichen berücksichtigt, allgemein für den kritischen Punkt eines einheitlichen Gases:

$$\left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial \alpha_s}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial \alpha_v}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial \alpha_u}{\partial T}\right)_p = +\infty \quad (9)$$

und

$$\left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial p}\right)_T = \left(\frac{\partial \alpha_s}{\partial p}\right)_T = \left(\frac{\partial \alpha_v}{\partial p}\right)_T = \left(\frac{\partial \alpha_u}{\partial p}\right)_T = -\infty. \quad (10)$$

II. Die Ursachen der bei der Entspannung beobachteten Temperaturänderung.

a) Vergleich der bei der Expansion „mit" und „ohne" äußere Arbeitsleistung auftretenden Energiebeträge.

Durch den im nachfolgenden durchgeführten Vergleich der Expansion „mit" und „ohne" äußere Arbeitsleistung, d. h. des Drosselvorganges mit der umkehrbaren Expansion in einem Zylinder, soll gezeigt werden, welche Energiebeträge bei jedem der beiden Vorgänge auftreten und in welcher Weise sie die beobachtete Temperaturänderung beeinflussen.

Beide Vorgänge sollen verfolgt werden vom Zustand des Gases vor Eintritt in den Expansionsraum bis zum Zustand nach Austritt aus demselben. Dabei soll angenommen werden, daß in beiden Fällen das Gas genau dieselben Zustandsänderungen durchmacht, daß nämlich die Expansion im Zylinder ebenso wie die im Drosselpfropfen nach einer Kurve konstanten Wärmeinhaltes erfolgt. Bei der umkehrbaren Expansion im Zylinder ist dann, da $di = 0$, die Wärmemenge

$$Q = \int_1^2 (di - v\,dp) = \int_1^2 v\,dp$$

zuzuführen, wenn p den Druck und v das spez. Volumen bedeuten. Die Drosselung erfolgt adiabatisch, also ohne Wärmezufuhr. Der Zustand des Gases im Zuleitungsrohr sei durch p_1, v_1 und T_1, im Ableitungsrohr durch p_2, v_2 und T_2 gegeben.

In beiden Fällen hat das Gas stets dreierlei Arbeit zu leisten:

1. $p_2 v_2 - p_1 v_1 \left[= \int d(pv)\right]$, die Differenz der Volumenenergie nach und vor der Expansion. Diese kommt dadurch zur Geltung, daß die Arbeit $p_2 v_2$, welche 1 kg Luft nach der Expansion beim Verdrängen der vor ihr liegenden Luftteilchen leistet, verschieden ist von der Arbeit $p_1 v_1$, welche zum Heranführen der Luft an die Expansionsstelle aufgewendet worden ist.

2. Der zweite Arbeitsbetrag $-\int_1^2 v\,dp$ stellt die eigentliche Expansionsarbeit dar. Diese ist, wie gezeigt werden soll, bei beiden Entspannungsvorgängen trotz des verschiedenen inneren Mechanismus gleich groß, wenn, wie angenommen, auch die Entspannung im Zylinder bei $i = \text{const}$ durchgeführt wird.

Im Fall des Expansionszylinders wird zunächst von dem Gas beim Eintritt die Arbeit $p_1 v_1$ auf den Kolben übertragen. Während der Expansion von p_1 auf p_2 wird die Arbeit $\int_1^2 p\,dv$ gewonnen. Beim Austritt aus dem Zylinder gibt der Kolben die Austrittsarbeit $p_2 v_2$ an das Gas zurück. Die gesamte vom Gas im Zylinder geleistete Arbeit beträgt daher

$$p_1 v_1 + \int_1^2 p\,dv - p_2 v_2 = -\int_1^2 v\,dp.$$

Die bei der Drosselung zu leistende Arbeit kann, wie folgt, berechnet werden. In den beiden Querschnitten x und $x + dx$ des Drosselpfropfens (Abb. 3) herrsche der Druck p bzw. $p - dp$. Auf ein unendlich kleines Gasteilchen vom Volumen dv, von der Länge dx und von der Grundfläche dF wird daher die Kraft $-dF \cdot dp$ ausgeübt. Wenn sich das Gasteilchen um die Strecke dx nach rechts bewegt, so wird die Arbeit

$$(-dF \cdot dp) \cdot dx = -dv \cdot dp,$$

Abb. 3. Längsschnitt durch den Drosselpfropfen.

beim Durchlaufen des ganzen Druckgefälles $p_1 - p_2$ die Arbeit $-\int_1^2 d\,v\,d\,p$ geleistet. Um 1 kg Gas vom Volumen v hindurchzupressen, wird entsprechend die Arbeit $-\int_1^2 v\,d\,p$ benötigt. Diese Arbeit wird ebenso wie bei der Expansion im Zylinder auf Kosten des Gasdruckes geleistet, indem jedes nachfolgende Gasteilchen an Stelle des Kolbens das vorhergehende Gasteilchen vor sich herschieben muß.

Wenn das Gas während der Drosselung keine Änderung seiner kinetischen Energie erleidet, so wird die Arbeit $-\int_1^2 v\,d\,p$ vollständig durch die Reibung im Drosselpfropfen aufgezehrt. Der Energiebetrag $-\int_1^2 v\,d\,p$ verwandelt sich daher in Wärme, die dem Gas im Augenblick ihres Entstehens sofort zugeführt wird und ihm somit als innere Energie erhalten bleibt.

Die unter 1. und 2. genannten Arbeitsbeträge $p_2 v_2 - p_1 v_1$ und $-\int_1^2 v\,d\,p$ lassen sich stets zu $\int_1^2 p\,d\,v$ zusammenfassen.

Ferner hat das Gas

3. Arbeit gegen die inneren anziehenden Kräfte zu leisten, welche zwischen den einzelnen Gasmolekülen tätig sind. Dieser Arbeitsbetrag ist bei der Entspannung im Zylinder genau so groß als im Drosselpfropfen, da nach Voraussetzung in beiden Fällen das Gas dieselben Zustandsänderungen erleiden soll und bei der Volumenvergrößerung die Moleküle gleich weit voneinander entfernt werden müssen.

Man erkennt, daß tatsächlich in beiden Fällen genau dieselben drei Arbeitsbeträge geleistet werden müssen. Der Unterschied besteht lediglich darin, daß bei der Expansion im Zylinder der Arbeitsbetrag $-\int_1^2 v\,dp$ nach außen abgegeben wird und dafür die gleich große Wärmemenge Q von außen zugeführt wird, während bei der Drosselung der Arbeitsbetrag $-\int_1^2 v\,d\,p$ im Innern aufgezehrt wird und der dadurch verursachte Energieverlust des Gases durch die im Innern auftretende Reibungswärme $Q = -\int_1^2 v\,d\,p$ ausgeglichen wird.

Wenn die umkehrbare Expansion im Zylinder ohne Wärmezufuhr, also isentropisch erfolgt, so kühlt sich das Gas stärker ab als im bisher betrachteten Fall, da jetzt der Arbeitsbetrag $-\int v\,d\,p$ auf Kosten der inneren Energie geleistet werden muß. Bei adiabatischer Entspannung im Zylinder erfolgt also die Abkühlung des Gases unter Mitwirkung des Arbeitsbetrages $-\int v\,dp$, während dieser Arbeitsbetrag im Falle der adiabatischen Abdrosselung unwirksam ist.

(Schluß folgt.)

Die Ausbreitung eines Dampfstromes im Vakuum und deren Bedeutung für die Wirkung der Diffusionsluftpumpe.

Von Wilhelm Molthan.

Inhalt: Die Ausbreitung des Dampfstromes im Vakuum wird untersucht. Es wird berechnet, wie durch die Überlagerung von gerichteter Dampfgeschwindigkeit und ungerichteter Molekularbewegung die freie molekulare Weglänge in verschiedenen Richtungen geändert und die Saugleistung der Diffusionsluftpumpe beeinflußt wird. Die Resultate werden durch Messungen an Diffusionsluftpumpen und durch Stromlinienbilder veranschaulicht.

In der Abhandlung „Die Entwicklung der Diffusionspumpe“ [1]) zeigt Gaede, daß beim Eintritt in einen hoch evakuierten Raum sich der Dampf nach verschiedenen Richtungen mit verschiedener Dichte ausbreitet. Nach rückwärts, entgegen der Eintrittsrichtung des Dampfstromes, können nur diejenigen Moleküle fliegen, deren thermische Geschwindigkeit nach rückwärts größer ist als die Dampfgeschwindigkeit nach vorwärts. Den gleichen Gedanken hat Gaede im wesentlichen schon 1913 in seiner Abhandlung „Die Molekularluftpumpe“ [2]) ausgesprochen und auf die Bedeutung dieses Effektes zur Erzeugung eines hohen Vakuums hingewiesen. In vorliegender Abhandlung ist der Einfluß, den eine große Geschwindigkeit des Dampfstromes auf die Ausbreitung des Dampfes hat, näher untersucht, zumal die Gesetze der Ausbreitung eines Dampfstromes im Vakuum nicht nur für die Diffusionspumpe Bedeutung haben, sondern allgemein wissenschaftliches Interesse beanspruchen.

Im ersten Teil der vorliegenden Arbeit ist der Einfluß der Dampfgeschwindigkeit auf die Ausbreitung des Dampfes im Vakuum berechnet.

[1]) Gaede, Zeitschr. f. techn. Physik. **4** (1923), 337 bis 368.

[2]) Gaede, Ann. d. Physik. **41** (1913), 353.

Im zweiten Teil der Arbeit wird ein Versuch beschrieben, bei Hochvakuumpumpen mit Lichtbogenheizung die Dampfgeschwindigkeit auf elektrischem Wege zu messen.

Im letzten Teil wird das Stromlinienbild des in das Vakuum eintretenden Dampfes konstruiert und seine Bedeutung für die Diffusionspumpe besprochen.

I. Die Änderungen der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung in einem bewegten Gase.

A. Die Maxwellsche Geschwindigkeitskurve.

Nach der kinetischen Gastheorie bewegen sich die Moleküle eines ruhenden Gases oder Dampfes mit allen möglichen Geschwindigkeiten, die sich entsprechend dem Maxwellschen Verteilungsgesetz um einen wahrscheinlichsten Wert gruppieren, den man als die wahrscheinlichste Molekulargeschwindigkeit bezeichnet. Den analytischen Ausdruck für die Verteilungsfunktion kann man in der Form schreiben:

$$w = \frac{4}{\sqrt{\pi}} u^2 e^{-u^2} du \qquad (1)$$

wenn als Einheit für die Geschwindigkeit u diejenige Geschwindigkeit gewählt wird, der die größte Wahrscheinlichkeit zukommt.

Die Verteilungskurve w hat unter diesen Voraussetzungen demnach für die Geschwindigkeit $u = 1$ ihr Maximum (Abb. 1). Die Ordinaten der

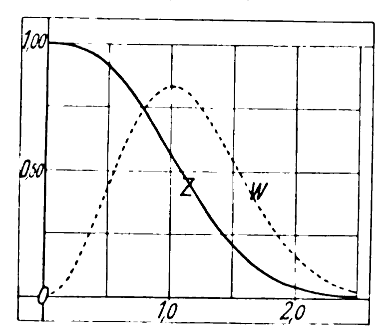


Abb. 1. Die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilungsfunktion W und ihre Integralkurve Z.

Kurve w in Abb. 1 geben die Häufigkeiten an, die den einzelnen Geschwindigkeiten z. B. zwischen u und $u + du$ zugehören.

Außer der Geschwindigkeitsverteilungskurve w ist in der Abb. 1 auch die aus ihr durch graphische Integration abgeleitete Kurve Z eingezeichnet. Die Kurve Z ist analytisch definiert durch die Funktion:

$$Z = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int\limits_{u_0}^{\infty} u^2 e^{-u^2} du \qquad (2)$$

Die Ordinaten der Integralkurve Z geben den Anteil von der Gesamtzahl der Moleküle an, deren Geschwindigkeiten zwischen dem zugehörigen Abszissenwert und dem Abszissenwert $u = \infty$ liegen. Berücksichtigt man, daß der Integralwert

$$\frac{4}{\sqrt{\pi}} \int\limits_{0}^{\infty} u^2 e^{-u^2} du = 1$$

ist, so gibt eine Ordinate Z_0, das ist der Flächeninhalt unterhalb der Verteilungskurve w von $u = u_0$ bis $u = \infty$, sofort an, wieviel von allen Molekülen noch eine größere Molekulargeschwindigkeit haben als die Geschwindigkeit, die der Abszisse von Z_0 entspricht.

In der angeführten Abhandlung von Gaede wird nun im Kapitel IIIh geschlossen, daß z. B. bei 1,6 facher Molekulargeschwindigkeit außerhalb des strömenden Dampfes eine Verarmung an Molekülen im Verhältnis von 6,5 : 1 die Folge sein muß, d. h. gegenüber dem strömenden Dampf würde jetzt nach rückwärts im Außenraum die freie Weglänge der Dampfmoleküle 6,5 mal so groß geworden sein.

Das Wesentliche des Gedankens ist durch dieses Beispiel von Gaede klargelegt. Will man jedoch genauer berechnen, in welchem Maße die Saugleistung durch die Störung der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung erhöht wird, so muß die Dichteverminderung des Dampfes in den verschiedenen Richtungen bestimmt und die Gesamtzahl der in diesen Richtungen in den Dampfstrom diffundierenden Gasmoleküle ermittelt werden. Diese Rechnung ist im folgenden durchgeführt.

B. Die Wirkung der Überlagerung von Molekularbewegung und einer Translationsbewegung auf die Geschwindigkeitsverteilung.

Nach der kinetischen Gastheorie ist bei der thermischen Molekularbewegung keine Richtung bevorzugt. Von einem Punkte q (Abb. 2) aus ist

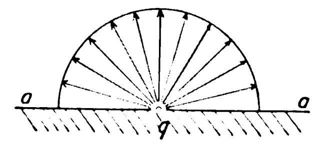


Abb. 2. Gleichmäßige Ausbreitung von Dampf ohne Strömungsbewegung.

die Ausbreitung der Moleküle nach allen Richtungen gleichmäßig, wie die Pfeile andeuten. Der mit q als Mittelpunkt eingezeichnete Kreis gibt den Ort gleicher Dichte für alle von q ausgehenden Dampfmengen an.

Ist der Dampf nach oben durch eine Wand aa mit der Öffnung $q = \frac{d^2 \pi}{4}$ begrenzt, so kann man im einfachsten Falle annehmen, daß die Dampf-



teilchen nach allen Richtungen gleichmäßig austreten, wenn die Weite der Öffnung q die freie Weglänge der daselbst befindlichen Moleküle um wenigstens das zehnfache übertreffen. Würde umgekehrt die freie Weglänge die Weite der Öffnung um wenigstens das zehnfache übertreffen, so würde nach Knudsen[3]) der Austritt der Moleküle dem cos-Gesetz (Lambertsches Gesetz) folgen. In dem Zwischengebiet ist das Ausbreitungsgesetz unbekannt. Der Einfachheit halber und in Anpassung an die zu behandelnden Fälle wird im folgenden vorausgesetzt, daß aus der Öffnung q der Dampf sich gleichmäßig ausbreitet, wie in Abb. 2 angedeutet ist.

Es werden ebenso viele Moleküle nach dem Kugelquadranten rechts oben wie links oben gelangen. Die kinetische Gastheorie benutzt bei ihren Ansätzen sogar noch weitergehend diese Gleichmäßigkeit der Dichteverteilung für jede beliebig herausgegriffene Geschwindigkeit, d. h. auch die Moleküle mit einer ganz bestimmten Geschwindigkeit sind gleichmäßig über die Kugelfläche verteilt.

Wird dem Dampfe eine Strömungsgeschwindigkeit überlagert, so werden eine große Anzahl Teilchen, die vorher in den linken oberen Kugelquadranten flogen, nicht mehr dorthin kommen. Nehmen wir an, der Dampf ströme mit der Geschwindigkeit v längs eines horizontalen Rohres, das in seiner Wandung nach oben die seitliche kreisförmige Öffnung q besitzt. Die x-Achse eines rechtwinkligen Koordinatensystems xy (Abb. 3)

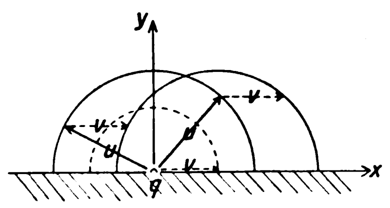


Abb. 3. Überlagerung von Molekulargeschwindigkeit u mit einer Strömungsgeschwindigkeit v.

falle mit der Strömungsrichtung zusammen, der Nullpunkt liege im Mittelpunkt der Öffnung q. Zu der Geschwindigkeit sämtlicher Teilchen, die z. B. vorher die Absolutgeschwindigkeit u besaßen, wird jetzt die Strömungsgeschwindigkeit v vektoriell zu addieren sein. Der Ort für die Lage der Geschwindigkeitspunkte der Moleküle nach der Überlagerung wird der um die Strecke v versetzte Kreis sein. Sicherlich werden dann sämtliche Teilchen, deren Absolutgeschwindigkeit u kleiner als v war, nach der Superposition nicht mehr in den linken oberen Kugelquadranten, d. h. links von der y-Achse, fallen. Aber auch von den Molekülen mit Absolutgeschwindigkeiten größer als v werden eine große Anzahl nach der Addition Geschwindigkeitsvektoren haben, die dem Kugelquadranten rechts der positiven y-Achse angehören, obwohl sie ohne die Überlagerung zu den Vektoren im linken Quadranten gezählt hätten. Von den Teilchen, deren Geschwindigkeitsvektoren ohne die Strömungsbewegung dem linken oberen Quadranten angehört hätten, gehören nämlich nach der Überlagerung sämtlich diejenigen dem rechten Quadranten an, deren Geschwindigkeitskomponente u in Richtung der x-Achse genommen kleiner als v war. Es wird danach eine Anhäufung von Geschwindigkeitspunkten im rechten Kugelquadranten sich ergeben. Demgegenüber wird infolge der Translationsbewegung im Kugelquadranten links der positiven y-Achse eine Verarmung an Geschwindigkeitspunkten resultieren, verglichen mit dem früheren Zustande bei der Ausbreitung von unbewegtem Dampf. Es sind hier nur diejenigen Moleküle von einer bestimmten Geschwindigkeit u noch übrig geblieben, deren x-Komponente absolut genommen größer als die Translationsgeschwindigkeit v war. Diese Moleküle sind in der eingezeichneten Kugelkalotte KLM enthalten (Abb. 4).

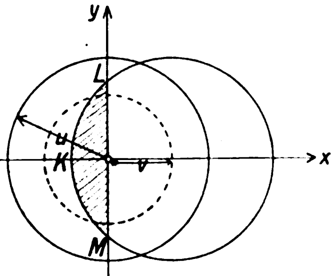


Abb. 4. Durchschnitt der Kugelkalotte KLM.

Aus dem Verhältnis der Oberflächen von der Kugelkalotte zur Halbkugel links der y-Achse können wir auf die stattgefundene Verarmung an Geschwindigkeitspunkten von dieser speziellen Gattung mit der Geschwindigkeit u schließen.

Nach der kinetischen Gastheorie sind die Geschwindigkeitspunkte für eine bestimmte Geschwindigkeit u gleichmäßig über die ganze Halbkugel der Abb. 4 verteilt. Diese gleichmäßige Verteilung wird nun aber vollständig zerstört durch eine Translationsbewegung, so daß die Dichte auf den einzelnen Oberflächenelementen der Kalotte verschiedene Werte annimmt.

Für die numerische Berechnung der Dichteänderung unter den verschiedenen Richtungswinkeln gegenüber der Strömungsrichtung greifen wir zunächst die bestimmte Molekülgattung heraus, die die Absolutgeschwindigkeit u besitzt, wo $u > v$, d. h. größer als die Strömungsgeschwindigkeit v sei.

Die Moleküle dieser Geschwindigkeitsgattung sind bei reiner Molekularbewegung gleichmäßig verteilt auf der Oberfläche einer Kugel vom Radius u.

[3]) Knudsen, Ann. d. Phys. Bd. 28. 1909.

Der Durchschnitt dieser Kugel werde in Abb. 5 durch einen Kreis ebenfalls mit dem Radius u. dargestellt, dessen Mittelpunkt M_1 im Nullpunkt des rechtwinkligen Koordinatensystems liege. Infolge der Translationsbewegung v werden die Geschwindigkeitspunkte, die das Oberflächenelement mit dem Querschnitt AB der Abb. 5 bedeckten, jetzt

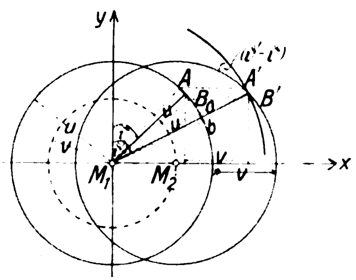


Abb. 5. Verlagerung der Geschwindigkeitspunkte infolge Strömungsbewegung.

das Element mit dem Querschnitt $A'B'$ einer Kugel vom gleichen Radius u aber einem um die Strecke v in Richtung der x-Achse verschobenen Mittelpunkt M_2 einnehmen. Die Normale des ursprünglichen Oberflächenelements mit dem Querschnitt AB bilde mit der y-Achse den Winkel ϑ. Die Verbindungslinie zwischen dem Nullpunkt und der Mitte des Flächenelements mit Querschnitt $A'B'$ habe gegenüber der y-Achse den Winkel ϑ'. Die Radienvektoren vom Nullpunkt zum neuen Oberflächenelement ($A'B'$) werden aus der ursprünglichen Kugeloberfläche ein Flächenelement ausschneiden, das im Querschnitt durch ab dargestellt wird.

Infolge der Superposition von Molekular- und Strömungsgeschwindigkeit gehen durch das Oberflächenelement mit dem Querschnitt (ab) alle Geschwindigkeitspunkte der Gattung u, die vorher das Oberflächenelement (AB) durchsetzten, d. h. im Oberflächenelement (ab) ist gegenüber dem ungestörten Zustande eine Dichteänderung im Verhältnis der Oberfläche mit Querschnitt (AB) zur Oberfläche mit Querschnitt (ab) vor sich gegangen.

Für die Bestimmung dieses Oberflächenverhältnisses muß man beachten, daß die Oberflächenstücke, die den beiden Kugeln mit dem Radius u angehören und der Kürze halber mit AB bzw. $A'B'$ bezeichnet werden sollen, gleichen Flächeninhalt haben. Ferner wird das Flächenelement mit dem Querschnitt (ab), das kurz ab genannt sei, vom gleichen Raumwinkel $d\Omega$ aus der ursprünglichen Kugel ausgeschnitten, der die neue Kugel in $A'B'$ trifft. Berücksichtigt man weiter, daß die Normale des Flächenelementes $A'B'$ mit der Normalen von ab den Winkel $(\vartheta' - \vartheta)$ bildet, so findet man für das Oberflächenverhältnis

$$A'B' : ab = \frac{\bar{u}^2 \cos(\vartheta' - \vartheta)}{u^2}$$

wenn $\bar{u}$ die absolute Größe des Radiusvektors bezeichnet vom Nullpunkt bis zur Mitte des Flächenelements $A'B'$.

Für die Oberflächen rechts der y-Achse wird dieses Verhältnis größer als 1 sein, d. h. dort wird eine Verdichtung der Geschwindigkeitspunkte stattfinden, links der y-Achse ist das Verhältnis dagegen kleiner als 1, es tritt eine Verminderung der Molekülzahl auf.

Der ursprüngliche Ausdruck $w_u = u^2 e^{-u^2}$ für die Häufigkeit der Molekülgattung mit der Geschwindigkeit u wird demnach in Abhängigkeit vom Winkel lauten:

$$w_u = \bar{u}^2 \cos(\vartheta' - \vartheta)\, e^{-u^2}.$$

Bei Erweiterung der Betrachtung auf alle möglichen Molekülgeschwindigkeiten wird das ursprüngliche Integral Z (Gleichung 2) jetzt in der Form geschrieben werden können:

$$\bar{Z} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_v^\infty \bar{u}^2 \cos(\vartheta' - \vartheta)\, e^{-u^2}\, du\,.$$

Für die Ausdrücke unter dem Integranden ergeben sich aus der Abb. 5 folgende mathematische Beziehungen:

$$\bar{u} = \sqrt{u^2 + 2uv\sin\vartheta + v^2}\,, \tag{3}$$

$$\sin\vartheta' = \frac{u\sin\vartheta + v}{\bar{u}}, \tag{4}$$

$$\sin(\vartheta' - \vartheta) = \frac{v\cos\vartheta}{\bar{u}}, \tag{5}$$

$$\cos(\vartheta' - \vartheta) = \frac{u + v\sin\vartheta}{\bar{u}}. \tag{6}$$

Mit Hilfe einer Reihenentwicklung und Abbrechen der Entwicklung nach dem 2. Gliede kann man die Integration auf bekannte Integrale zurückführen, so daß man in erster Annäherung erhält:

$$\bar{Z} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left(\int u^2 e^{-u^2} du + 2v\sin\vartheta \int u\, e^{-u^2} du + v^2 (1 - \tfrac{1}{2}\cos^2\vartheta) \int e^{-u^2} du \right).$$

Als Integrationsgrenzen sind für die Kugelquadranten links der y-Achse v und ∞ einzusetzen, da ja nur Moleküle mit Geschwindigkeiten $u > v$ dorthin gelangen können, d. h. man erhält

$$\bar{Z} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_v^\infty u^2 e^{-u^2} du + \frac{4}{\sqrt{\pi}} v \sin\vartheta\, e^{-v^2} + v^2 (1 - \tfrac{1}{2}\cos^2\vartheta) \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_v^\infty e^{-u^2} du\,.$$

Der erste Summand ist in Abb. 1 durch die

Kurve Z dargestellt, der 3. Summand ist das Gausssche Fehlerintegral.

Die gewonnenen Werte für die Kugelquadranten links der y-Achse geben uns somit die Dichteänderungen an, die unter einem bestimmten Winkel ϑ' gegenüber der Normalen zur Strömungsrichtung infolge der Bewegung stattgefunden haben. Jeder Molekülgattung mit einer bestimmten Geschwindigkeit u würde aber der Bestimmungsgleichung für sin ϑ' entsprechend ein anderer Wert ϑ' zukommen. Zur numerischen Auswertung findet man für alle Geschwindigkeitsgattungen, die einen Beitrag liefern können, leicht einen Mittelwert aus der Integralkurve Z in Abb. 1, wenn der Wert der „mittleren Wahrscheinlichkeit"[4]) gebildet wird. Sein Wert ergibt sich für alle möglichen Geschwindigkeiten von $u = 0$ bis $u = \infty$ aus der Abb. 1 als Abszissenwert für die Ordinate $Z = 0,5$ zu $O = 1,08$.

Im vorliegenden Falle wollen wir diesen „mittleren wahrscheinlichen" Wert jedoch nicht für alle überhaupt vorkommenden Geschwindigkeiten, sondern nur für die Geschwindigkeiten bestimmen, die den Werten von v ab aufwärts bis ∞ entsprechen. Nimmt man die Strömungsgeschwindigkeit z. B. gleich der wahrscheinlichsten Molekulargeschwindigkeit an, d. h. setzt man $v = 1,0$, so findet man als Integralwert aus Abb. 1:

$$Z = 0,560.$$

Sucht man ebenfalls auf der Kurve Z den Abszissenwert, für den die Ordinate auf die Hälfte, d. h. auf 0,280 gesunken ist, so findet man den Abszissenwert $u = 1,37$.

Ebenso wie der Wert $u = 1,08$ den „mittleren wahrscheinlichen" Wert für alle in einem Gase oder Dampfe vorkommenden Geschwindigkeiten von $u = 0$ bis $u = \infty$ darstellt, so ergibt sich als Wert für die „mittlere Wahrscheinlichkeit" aller Geschwindigkeitswerte von $u = 1,0$ bis $u = \infty$ die Geschwindigkeit $u = 1,37$.

Für die Geschwindigkeitsgattungen von $u = 1,0$ bis $u = \infty$ ist demnach die Teilchenzahl mit Geschwindigkeiten kleiner als 1,37 ebenso groß wie die Teilchenzahl mit Geschwindigkeiten größer als 1,37.

Es ist schon angedeutet, daß die bisherigen Berechnungen nur für die Oberflächenteile im linken oberen Kugelquadranten Gültigkeit haben, d. h. für solche Elemente, denen der gewählten Bezeichnung nach ein negatives ϑ' zukommt. Für alle Oberflächenelemente rechts der y-Achse, d. h. für positive Winkelwerte ϑ', müssen nämlich außer den Molekülen mit Geschwindigkeiten größer als die Strömungsgeschwindigkeit v auch solche mit Molekulargeschwindigkeiten kleiner als v in Rechnung gestellt werden. Je weiter ein Oberflächenelement in Richtung der Strömung liegt, d. h. je größer der Winkel ϑ' wird, um so mehr werden auch die kleinen Geschwindigkeiten einen Beitrag liefern. Aus der Abb. 6 erkennt man, daß nur solche

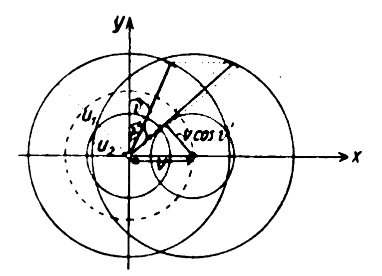


Abb. 6. Konstruktion der unteren Integrationsgrenze für die Oberflächenelemente mit positivem ϑ'.

Molekulargeschwindigkeiten ein Oberflächenelement mit dem Winkel ϑ' noch erreichen, die größer sind als $v \cos \vartheta'$. Für die Berechnungen rechts der y-Achse ist daher als untere Integrationsgrenze nicht mehr v, sondern $v \cos \vartheta'$ zu setzen. Die Resultate dieser Berechnungen für Strömungsgeschwindigkeit = wahrscheinlichster Molekulargeschwindigkeit sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Abb. 7 stellt das entsprechende Polardiagramm dar.

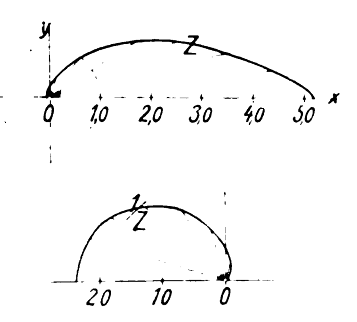


Abb. 7. Abhängigkeit der Dampfdichte vom Richtungswinkel gegenüber der Strömungsrichtung des Dampfes.

Mißt man die Winkel ausgehend von der negativen Strömungsrichtung, so gibt die Tabelle 1 gegenüber der normalen Dichte, die Dampf ohne Strömungsbewegung hat, Verdünnungen an, welche die normale Dichte

im Winkelbereiche bis zu 90°
(d. h. $\vartheta' = 0°$) auf weniger als 20%,
im Winkelbereiche bis zu 45°
(d. h. $\vartheta' = -45°$) auf weniger als 6%,
herabsetzt.

Die reziproken Zahlen für die Dichteänderungen, die in der vorletzten Spalte der Tabelle stehen, sind die Faktoren, mit denen die freien Weglängen eines zur Öffnung q hindiffundierenden Gases zu multiplizieren sind. Im Winkelbereich bis zu 45°

[4]) Vgl O. E. Meyer, Die kinetische Theorie der Gase. 2. Aufl. S. 57.

Tabelle 1.

ϑ'	Z	$\frac{1}{Z}$	$\bar{Z}$
− 90°	0,042	23,8	
− 73° 30′	0,044	22,7	
− 61° 0′	0,048	20,8	
− 44° 20′	0,058	17,2	0,060
− 31° 20′	0,075	13,3	
− 15° 10′	0,115	8,7	0,115
− 3° 10′	0,173	5,8	
+ 1° 50′	0,206	4,86	0,201
14° 50′	0,340	2,94	0,327
36° 10′	0,983	1,02	
55° 0′	2,044	0,49	
64° 0′	2,791	0,36	
73° 10′	3,652	0,27	
81° 10′	4,467	0,22	
90°	5,260	0,19	

gegenüber der negativen Strömungsrichtung wird man demnach mit etwa 17,0 facher Vergrößerung der freien Weglänge zu rechnen haben.

Die Werte $\bar{Z}$ in der letzten Spalte geben die Resultate, die sich unabhängig von der Reihenentwicklung nach einem Näherungsverfahren von Poncelet-Winkelmann[5]) errechnen. Auch im Gebiete der ungünstigsten Konvergenz für die Reihenentwicklung bei kleinem ϑ' zeigen die gefundenen Werte nur einen Unterschied von 5%.

C. Die Ermittlung der in einem Dampfstrom von großer Geschwindigkeit hineindiffundierenden Gasmenge.

Die Saugwirkung einer Diffusionspumpe kommt dadurch zustande, daß die Luftmoleküle in den Dampfstrom gelangen und nicht von den Dampfmolekülen zurückgestoßen werden. Dies ist der Fall, wenn die freie Weglänge genügend groß ist. Gaede hat die Sauggeschwindigkeit berechnet für den Fall, daß die Dampfströmung langsam und somit die Maxwellsche Verteilung der Dampfmoleküle nicht wesentlich gestört ist. Im folgenden soll die Sauggeschwindigkeit berechnet werden, wenn bei hoher Dampfgeschwindigkeit die Maxwellsche Verteilung der Geschwindigkeiten der Dampfmoleküle wesentlich gestört ist.

Der Ansatz von Gaede[6]) muß zu diesem Zweck in einigen Punkten geändert und ergänzt werden. Der Gasraum und der Dampfraum seien entsprechend der Abb. 8 durch eine Öffnung vom Flächeninhalt $q = \frac{d^2 \pi}{4}$ miteinander verbunden. Der Einfachheit halber sei angenommen, der Dampf breite sich beim Austritt aus der Öffnung gleichmäßig nach allen Richtungen aus, es sei also nicht das Cos-Gesetz verwendet. Bezeichnet man beim Flächenelement σ mit den Polarkoordinaten x und ϑ die freie Weglänge der Gasteilchen zwischen den Dampfteilchen mit $\lambda(x, \vartheta)$, so gelangt unter Zurücklegung der Strecke $x - x_0$ von σ bis zur Öffnung q eine Molekülzahl entsprechend der Formel:

$$\Delta_z'' = q\, N'\, \Omega' \frac{\sigma}{4\pi x^2} e^{-\int\limits_{x_0}^{x} \frac{dx}{\lambda(x, \vartheta)}}$$

x_0 sei der Radius einer innerhalb der Öffnung q gedachten Kugel, von der aus die Dampfmoleküle radial nach allen Seiten herausschießen. Die mittlere

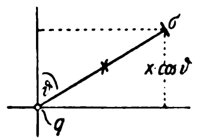


Abb. 8. Diffusion von Gas und Dampf durch eine kreisförmige Öffnung.

Dampfdichte auf dieser Kugel sei gleich der Dampfdichte im Dampfstrom. Entsprechend dem Gaedeschen Ansatz geben wir dieser Kugel den Radius

$$x_0 = \frac{d}{4\sqrt{2}}.$$

Die Störungen der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung bei großen Dampfgeschwindigkeiten zwingen weiter zu der Annahme, daß die gedachte Austrittskugel nach verschiedenen Richtungen verschiedene Gasmengen aussendet. Da der Gasdruck klein gegenüber dem Dampfdruck angenommen wird, so kann man $\lambda(x, \vartheta)$ umgekehrt proportional der Dampfdichte $N(x, \vartheta)$ beim Flächenelement σ setzen, d. h. es berechnet sich die freie Weglänge $\lambda(x, \vartheta)$ bei σ aus der freien Weglänge λ, die an der Stelle der Austrittskugel vorhanden ist, durch die Gleichung:

$$\lambda(x, \vartheta) = \lambda \frac{N}{N(x, \vartheta)} = \frac{16 x^2}{d^2} \lambda,$$

wo N die Zahl der Dampfmoleküle pro ccm im Dampfraum ist.

Es gelangen somit an Gasmolekülen, die vom Flächenelement σ ausgehen, bis zur Austrittskugel mit dem Radius

$$x_0 = \frac{d}{4\sqrt{2}}$$

eine Anzahl

$$\Delta_z'' = q\, N'\, \Omega' \frac{\sigma}{4\pi x^2} e^{-\int\limits_{\frac{d}{4\sqrt{2}}}^{x} \frac{d^2}{16 x^2 \lambda} dx}.$$

Nimmt man bei bewegtem Dampf in den einzelnen aufeinander folgenden Winkelbereichen von ϑ_n bis ϑ_{n+1} die freie Weglänge λ als Konstante an,

[5]) Winkelmann, Mathematisches Seminar zu Jena 1912/13.

[6]) Gaede, Ann. d. Phys. **46** (1915), 378.

so läßt sich das Integral im Exponenten lösen; es ergibt sich, wenn x bis zum Wert ∞ erstreckt wird

$$\Delta_z'' = q\, N'\, \Omega' \frac{\sigma}{4\pi x^2}\, e^{-\frac{d}{2\sqrt{2}\,\lambda}}.$$

Die freie Weglänge λ auf der Austrittskugel ist die gleiche für alle Flächenelemente, die auf einer Kugelzone liegen, die symmetrisch zur gemeinsamen Translationsrichtung liegt. Die durchtretende Gasmenge, die von einer solchen halben Kugelzone der oberen Halbkugel ausgeht, wird durch die Gleichung wiedergegeben:

$$\Delta_z'' = \tfrac{1}{4}\, q\, N'\, \Omega'\, e^{-\frac{d}{2\sqrt{2}\,\lambda}} (\sin \vartheta_{n+1} - \sin \vartheta_n).$$

Berücksichtigt man noch, daß die Durchtrittsmenge Δ_z'' gleich dem Produkt von Volumen ΔV und der Gasdichte N' ist, so findet man als durchtretendes Gasvolumen für alle in Frage kommenden Winkelbereiche

$$\sum \Delta V = \sum_{\vartheta = -\pi/2}^{\vartheta = +\pi/2} \tfrac{1}{4}\, q\, \Omega'\, e^{-\frac{d}{2\sqrt{2}\,\lambda}} (\sin \vartheta_{n+1} - \sin \vartheta_n). \quad (7)$$

Die Resultate einer solchen Berechnung des Durchtrittsvolumens sind in Tabelle 2 angegeben. Als Durchmesser der Öffnung ist $d = 0{,}2$ cm angenommen, d. h. $q = 0{,}0314$ cm. Die Rechnungen sind für eine Quecksilberdampfdichte $\varrho = 8{,}05 \cdot 10^{-6}$ durchgeführt, die einem Dampfdruck von 1 mm Quecksilbersäule entspricht. Die benutzte freie Weglänge der Luftmoleküle $\lambda = 0{,}0078$ cm innerhalb des Quecksilberdampfes ist nach der von Gaede[7]) entwickelten Formel berechnet worden, in der berücksichtigt ist, daß zwei in entgegengesetzter Richtung sich bewegende Molekülschwärme vorhanden sind, wie das in der Diffusionsluftpumpe bei der Diffusion der Luft durch den entgegenströmenden Quecksilberdampf der Fall ist.

In der Tabelle 2 sind als Intervall für die Winkel ϑ je zwei Winkelgrade angesetzt und zu allen Winkeln ϑ die entsprechenden Winkel ϑ' in der 2. Spalte angegeben. Die 3. Spalte unter D' gibt die Dichteänderung für die einzelnen Richtungen, d. h. den Faktor, mit welchem der Exponent von e für die betreffende Richtung zu multiplizieren ist. ΔV in der letzten Spalte ist das zwischen zwei Kegelmänteln von den Öffnungswinkeln ϑ'_n uud ϑ'_{n+1} in die Öffnung q eintretende Gasvolumen, gemessen bei dem im Gasraum herrschenden Drucke. Die Tabelle ist für den Winkel $\vartheta' = +33^\circ 30'$ abgebrochen worden, da durch die darauf folgenden Kegelmäntel weniger als je $^1/_{100}$ ccm/sec hindurch diffundiert. Man erkennt aus der Tabelle, daß durch die Störung der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung für

Tabelle 2.

Diffundierendes Gasvolumen durch eine kreisförmige Öffnung vom Durchmesser $d = 0{,}2$ cm bei einem Dampfdruck $p = 1$ mm Quecksilbersäule entsprechend einer Dampfdichte $\varrho = 8{,}05 \cdot 10^{-6}$, wenn die Strömungsgeschwindigkeit des Dampfes gleich dem Geschwindigkeitswert größter Wahrscheinlichkeit für die Molekularbewegung ($v = 1{,}0 \cdot v_w$) gesetzt wird. Mittlere Molekulargeschwindigkeit der Luft $\Omega' = 46\,700$ cm/sec.

Freie Weglänge der Luftmoleküle zwischen den Dampfmolekülen im ruhenden Dampf $\lambda_r = 0{,}0078$ cm.

Freie Weglänge der Luftmoleküle zwischen den Dampfmolekülen im bewegten Dampf $\lambda(\vartheta') = \lambda_r \times \frac{1}{D'}$.

ϑ	ϑ'	D'	ΔV
-90°	-90° —	0,042	—
-88°	$-79^\circ 30'$	0,042	4,26
-86°	$-73^\circ 30'$	0,044	5,92
-84°	$-67^\circ\ 0'$	0,046	9,20
-82°	$-61^\circ\ 0'$	0,048	10,92
-80°	$-54^\circ 50'$	0,050	13,27
-78°	$-49^\circ 40'$	0,054	12,60
-76°	$-44^\circ 20'$	0,058	13,68
-74°	$-39^\circ 40'$	0,063	12,42
-72°	$-35^\circ 30'$	0,069	11,54
-70°	$-31^\circ 20'$	0,075	11,14
-68°	$-27^\circ 40'$	0,081	9,86
-66°	$-24^\circ 10'$	0,089	8,83
-64°	$-21^\circ\ 0'$	0,096	7,98
-62°	$-18^\circ\ 0'$	0,105	6,94
-60°	$-15^\circ 10'$	0,115	6,09
-58°	$-12^\circ 30'$	0,125	5,31
-56°	$-10^\circ\ 0'$	0,136	4,59
-54°	$-7^\circ 40'$	0,148	3,93
-52°	$-5^\circ 20'$	0,160	3,43
-50°	$-3^\circ 10'$	0,173	2,82
-48°	$-1^\circ 10'$	0,186	2,44
-46°	$+0^\circ 50'$	0,200	2,09
-44°	$+2^\circ 50'$	0,214	1,79
-42°	$+4^\circ 40'$	0,234	1,45
-40°	$+6^\circ 30'$	0,251	1,20
-38°	$8^\circ 10'$	0,268	1,01
-36°	$10^\circ\ 0'$	0,288	0,78
-34°	$11^\circ 40'$	0,311	0,64
-32°	$13^\circ 20'$	0,330	0,52
-30°	$14^\circ 50'$	0,359	0,38
-28°	$16^\circ 30'$	0,386	0,31
-26°	$18^\circ\ 0'$	0,413	0,22
-24°	$19^\circ 30'$	0,442	0,16
-22°	$21^\circ\ 0'$	0,474	0,13
-20°	$22^\circ 30'$	0,508	0,08
-18°	$23^\circ 50'$	0,542	0,06
-16°	$25^\circ 20'$	0,582	0,05
-14°	$26^\circ 40'$	0,621	0,03
-12°	$28^\circ 10'$	0,665	0,02
-10°	$29^\circ 30'$	0,710	0,01
-8°	$30^\circ 50'$	0,757	0,01
-6°	$32^\circ 10'$	0,807	0,01
-4°	$33^\circ 30'$	0,861	0,00

$\sum \Delta V = 178{,}12$

$\sum \Delta V = 180$ ccm/sec

eine Strömung mit wahrscheinlichster Molekulargeschwindigkeit bei einem Druck von 1 mm Quecksilbersäule die freie Weglänge so vergrößert wird, daß von 734 ccm, die im Maximum eintreten können, 180 ccm zur Öffnung q gelangen, daß

[7]) Gaede, Ann. d. Phys. **46** (1915), 381.

somit nur etwa $^3/_4$ der Gasmoleküle bei diesem Druck zurückgestoßen werden.

II. Messungen an Diffusionsluftpumpen.

A. Die Messung der Dampfgeschwindigkeit.

Die vorgehenden Ausführungen über die Abweichungen von der normalen Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung lassen die Bedeutung von großen Dampfgeschwindigkeiten bei Hochvakuumpumpen erkennen. Es galt demnach, ein brauchbares Verfahren zur Messung der Dampfgeschwindigkeit auszuarbeiten.

Für den vorliegenden Zweck als geeignet schien eine mit ionisiertem Quecksilberdampf arbeitende magnetische Methode, die von Stark und Reich[8]) anläßlich der Untersuchungen an Quecksilberbogenlampen beschrieben wurde.

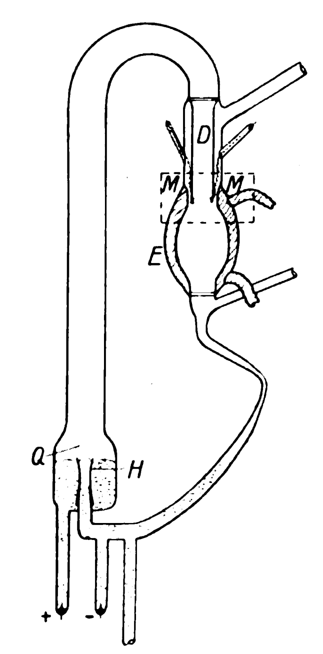


Abb. 9. Diffusionsluftpumpe mit Lichtbogenheizung Modell 1.

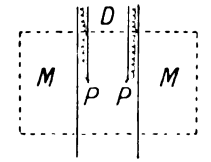


Abb. 9a. Sondenanordnung am Dampfrohr.

a) Das Prinzip der Geschwindigkeitsmessung. Die magnetelektrische Geschwindigkeitsmessung beruht im Prinzip auf einer Anwendung des Induktionsgesetzes. Wird eine Diffusionspumpe (Abb. 9 und 9a) zwischen die Polschuhe M eines Elektromagneten gestellt, derart, daß das Ende des Dampfrohrs D und damit zugleich der Diffusionsspalt sich in dem homogenen Teil des Magnetfeldes M befinden, so kann man, falls im Dampfrohr ionisierter Quecksilberdampf fließt, die zu den Magnetkraftlinien senkrecht stehende ionisierte Gasstrecke von der Länge L cm als einen Leiter betrachten, der mit der Dampfgeschwindigkeit v cm/sec durch das Magnetfeld hindurchgeführt wird.

Bringt man an den Enden dieser ionisierten Gasstrecke, d. h. senkrecht zum magnetischen Kraftfelde, 2 Platinsonden P an, so muß an diesen Sonden durch ein Magnetfeld der Stärke H nach dem Induktionsgesetz eine Potentialdifferenz auftreten. Wird im stationären Strömungszustande die auftretende Gleichspannung e an den Sonden in Volt gemessen, werden ferner die Magnetfeldstärke und der Abstand der Sonden senkrecht zu den Kraftlinien in absoluten Einheiten bestimmt, so kann man die Geschwindigkeit v des Dampfes nach der Gleichung

$$v = \frac{e}{H \cdot L} \cdot 10^8 \text{ cm/sec} \qquad (8)$$

berechnen.

b) Die Meßanordnung. Als Versuchspumpe diente eine Pumpe aus Glas (Abb. 9). Das Dampfrohr D endete am oberen Teil eines birnenartigen Kühlers E. Die am Dampfrohrende eingeschmolzenen diametralen Platinsonden P hatten einen Abstand von 16,5 mm. Der Diffusionsspalt, gebildet durch das Dampfrohr D und die Innenwand des Kühlers E, war etwa 2 mm weit. Zur Erhitzung und Ionisierung des Quecksilbers im Siedegefäß Q der Pumpe wurde eine Gleichspannung von 110 Volt benutzt. Die Kathode des Lichtbogens befand sich im mittleren Teile des Siedegefäßes und war begrenzt gegen die Anode durch einen kleinen Hartglaszylinder H.

Die Stärke des Magnetfeldes wurde mit Hilfe einer Drahtspule und einem ballistischen Galvanometer bestimmt. Die Vorversuche zeigten, daß nur kleinere Feldstärken unter 1000 Gauss benutzt werden durften, wenn eine lineare Beziehung zwischen Feldstärke und Induktionsspannung an den Sonden gewahrt werden sollte.

Der an den Sonden P_1 und P_2 durch das homogene Magnetfeld zwischen den Polschuhen induzierte Spannungseffekt wurde vermittelst einer Potentiometeranordnung entsprechend dem Schaltungsschema in Abb. 10 gemessen. Eine Gegenspannung E im Sondenkreise konnte durch den Schleifkontakt über den Meßdraht mm so variiert werden, daß kein Strom im Galvanometerkreis floß.

Die Vorversuche erwiesen die Notwendigkeit, das Magnetfeld zu wenden und den dadurch hervorgerufenen entgegengesetzten Spannungseffekt mit ebenfalls gewendeter Gegenspannung auf den

8) Stark und Reich, Physikal. Zeitschr. **4** (1903), 321 u. 440.



Galvanometerstrom Null auszugleichen, damit etwaige Unsymmetrien, die durch Nebeneffekte, insbesondere die Voltaspannung, verursacht werden, erkannt und durch Mittelbildung ausgeschaltet werden konnten. Die Meßgenauigkeit der Einzelmessungen ließ sich nicht über 10% steigern, da der Spannungseffekt keine absolute Konstanz zeigte.

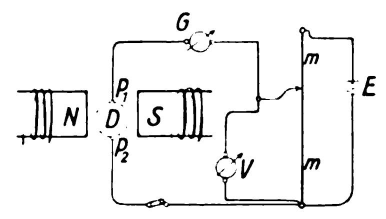


Abb. 10. Schaltschema für die Geschwindigkeitsmessungen.

Weitere Vorversuche zeigten, daß die Dampfgeschwindigkeit unabhängig vom Vorvakuumdruck ist, solange die Pumpe ein hohes Vakuum erzeugt. Erst wenn das Vorvakuum so schlecht wird, daß die Pumpe kein Hochvakuum mehr erzeugen kann, beobachtet man eine damit Hand in Hand gehende Abnahme der Geschwindigkeit des Quecksilberdampfes.

B. Messung der Sauggeschwindigkeit und Kondensmenge.

Berechnung von Dampfdichte und Dampfdruck. Wie aus den nachfolgenden Tabellen hervorgeht, gingen den Bestimmungen der Dampfgeschwindigkeit stets Messungen der Sauggeschwindigkeit und der Kondensmenge parallel.

Die Sauggeschwindigkeiten wurden bestimmt, indem ein bekanntes Luftvolumen von Atmosphärendruck vermittelst eines Nadelventils ins Hochvakuum eingelassen wurde. In die Hochvakuumseite der Pumpe war zu diesem Zwecke ein besonderes Glasrohr R (siehe Abb. 11) geführt, das in dem Saugrohr O entlangführte und nicht weit oberhalb des Diffusionsspaltes endete. Die saugende Pumpe wird die einströmende Luft mit einer gewissen Geschwindigkeit fortschaffen und auf diese Weise im stationären Zustande einen Unterdruck gegenüber dem Vorvakuum aufrechterhalten.

Strömen in t sec v ccm Luft von Atmosphärendruck p mm ein und stellt sich ein stationäres Vakuum von P mm auf der Hochvakuumseite ein, so ergibt das Gasgesetz $p \cdot v = P \cdot V$, wenn V das eingeströmte Volumen beim Druck P bedeutet. Die Sauggeschwindigkeit ist jedoch das pro sec von der Pumpe beim Drucke P mm fortgeschaffte Volumen; bezeichnen wir sie mit S, so ist $V = S\,t$, d. h. für die Berechnung der Sauggeschwindigkeit erhält man die Formel

$$S = \frac{p \cdot v}{P \cdot t}. \qquad (9)$$

Das Nadelventil wurde nach Möglichkeit so fein gestellt, daß auf der Hochvakuumseite der Druck etwa $^1/_{1000}$ mm Quecksilbersäule war.

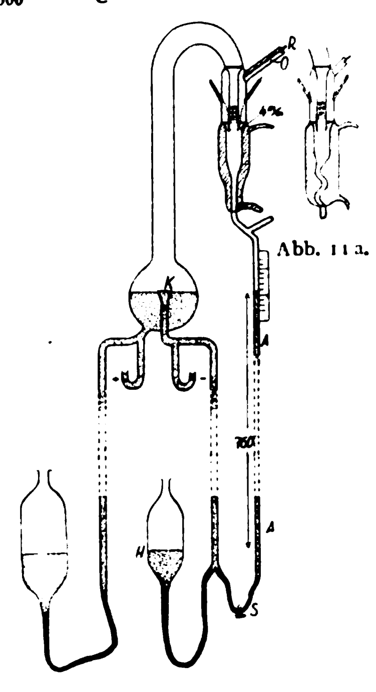


Abb. 11. Diffusionspumpe Modell II und III.

Um die Kondensmenge m gr zu bestimmen, wurde das im Kühler kondensierte Quecksilber in ein besonderes Steigrohr A von Barometerhöhe geleitet (Abb. 11) und vermittelst Stoppuhr die Zeit bestimmt, in der die Quecksilbermenge im Steigrohr um ein bestimmtes Volumen zunahm. In einer Schlauchverbindung vom unteren Ende des Steigrohrs A zum Hebegefäß H der Kathode des Quecksilberlichtbogens befand sich ein Quetschhahn S. Durch Öffnen dieses Quetschhahnes konnte das kondensierte Quecksilber nach erfolgter Beobachtung oder während eines längeren kontinuierlichen Betriebes der Kathode K wieder zugeführt werden.

Findet in der Kondenszeit t sec im Steigrohr eine Volumenzunahme von V ccm statt, so werden bei einem spezifischen Gewicht des Quecksilbers $s = 13{,}6$ demnach in einer Sekunde $m = \frac{V \cdot s}{t}$ gr Quecksilber kondensiert. Die so bestimmten Kondensmengen m sind in den späteren Tabellen angeführt.

Bei Kenntnis der Geschwindigkeit des Dampfes können wir aber sofort angeben, welches Volumen diese Kondensmenge als Dampf eingenommen hat. Wird nämlich der Dampfrohrquerschnitt mit q bezeichnet, dann errechnet sich bei einer Geschwindigkeit von v cm/sec das pro Zeiteinheit durchströmende Volumen zu $V = v \cdot q$ ccm. Da

dieses Dampfvolumen der Kondensmessung nach eine Masse von m gr besitzt, so ergibt sich die Dichte des Quecksilberdampfes aus der Gleichung

$$\varrho = \frac{m}{v \cdot q}. \qquad (10)$$

Will man der Anschaulichkeit halber nicht die Dampfdichte, sondern gewohnheitsgemäß den entsprechenden Dampfdruck angeben, so ist es notwendig, Annahmen über den Gaszustand zu machen.

Da die Konstanten der van der Waalschen Zustandsgleichung für den vorliegenden Fall sehr klein sind, so können wir einfach die gewöhnlichen Gasgesetze unserer Rechnung zugrunde legen, d. h. wir benutzen die allgemeine Gasgleichung

$$q \cdot V = \nu \cdot R\,T. \qquad (11)$$

Die Anzahl von Molen finden wir aus der Kondensmessung durch Division der Gewichtsmenge m gr mit dem Molekulargewicht M des Quecksilbers, d. h. $\nu = \frac{m}{M}$ Mol.

Die Gaskonstante ist $R = 62400$ zu setzen, wenn der Druck p in mm Quecksilbersäule gemessen wird. Da auch das Volumen $V = v \cdot q$ bekannt ist, so lautet die Gleichung 11 nach dem Druck aufgelöst

$$p = \frac{m}{M} \frac{R}{v \cdot q} T. \qquad (12)$$

Auf der rechten Seite in Gleichung (12) sind jetzt sämtliche Größen bis auf die absolute Temperatur T bekannt. Unter der Annahme, daß der strömende Quecksilberdampf gesättigt ist, kann man zur Bestimmung von T die bekannte Hertzsche Formel für die Abhängigkeit des Druckes des gesättigten Quecksilberdampfes von der Temperatur benutzen.

Man verfährt dabei am einfachsten, indem zunächst die mutmaßliche Temperatur in Gleichung (12) eingesetzt wird, z. B. $100^0 = 373$ absolute Einheiten. Für den so gewonnenen Dampfdruck p ergibt die Sättigungsdruckformel eine zugehörige Temperatur, und diese benutzt man zu einer erneuten Berechnung von p nach Gleichung (12). Nach ein oder höchstens zwei Schritten führt diese Interpolation zum Ziel.

C. Untersuchungsergebnisse.

Die gewonnenen Versuchsresultate sind in den Tabellen 3 bis 5 enthalten. Tabelle 3 gibt die Beobachtungen an der in Abb. 9 dargestellten Diffusionspumpe wieder.

In der mitgeteilten Versuchsreihe errechnen sich für die hohen Heizstromstärken Dampfgeschwindigkeiten bis zur Größenordnung $v = 1000$ m/sec, d. h. es würde hiernach die wahrscheinlichste Molekulargeschwindigkeit um das vierfache überschritten.

Tabelle 3.
Versuchsresultate am Modell 1 (Abb. 9).
Magnetfeldstärke $H = 630$ Gauss.
Sondenabstand $d = 16,5$ mm.

Heizstromstärke in Ampere	E (Volt)	v m/sec	S Sauggeschwindigkeit ccm/sec	Kondensmenge g/sec
6,0	0,33	320	1790	0,11
9,0	0,33	320	1600	0,21
12,0	0,36	350	1420	0,32
15,0	0,43	410	1170	0,40
20,0	0,71	680	965	0,54
25,0	0,98	940	680	0,72
30,0	1,07	1030	590	0,83
37,0	1,04	1000	370	0,99
40	0,84	810	220	1,17

Nach dem Zerspringen des Versuchsmodells 1 wurde an seiner Stelle ein Modell mit doppelter Spaltweite, d. h. $d = 4$ mm, genommen. Die Dimensionen des Modells sind im allgemeinen etwas kleiner gewählt, die Gestalt ist aus der Abb. 11 zu erkennen. Eine Messungsreihe an diesem Modell 2 wird in Tabelle 4 gegeben.

Tabelle 4.
Versuchsresultate am Modell 2 (Abb. 11).

Heizung in Ampere	E (Volt	v m/sec	Sauggeschwindigkeit ccm/sec	Kondensmenge g/sec
10	0,32	370	750	0,202
25	0,27	310	400	0,617
39,5	0,32	370	200	0,960
45	0,35	400	120	1,115
50	0,36	410	80	1,195

Wie der Tabelle 4 zu entnehmen ist, wurden jetzt nicht wieder die enormen Übermolekulargeschwindigkeiten wie beim Modell 1 erreicht. Die Sauggeschwindigkeit wurde bei den höchsten Heizstromstärken von etwa 50 Ampere etwa um eine Zehnerpotenz gegenüber dem normalen Betrieb herabgesetzt. Ein völliges Versagen konnte mit reiner Lichtbogenheizung nicht erreicht werden, zumal dieses Modell infolge eines unglücklichen Zufalles vorzeitig platzte.

Das daraufhin erbaute Modell 3 wurde dem Modell 2 entsprechend dimensioniert, nur der Kühler erfuhr eine Abänderung (Abb. 11a). Bei 20 Ampere Heizstrom und zusätzlicher Gasheizung vermittelst eines Rundbrenners von etwa 7 mm Gasflammenhöhe war bei diesem letzten Modell nicht nur keine Saugwirkung mehr festzustellen, sondern der Abfluß der Luft aus den Hochvakuumraum war durch den Quecksilberdampf in solchem Maße behindert, daß der Gasdruck im Hochvakuum höher war als im Vorvakuum (Tabelle 5). Noch weit hinter dem Diffusionsspalt fand eine lebhafte Kondensation des Quecksilber-

Tabelle 5.
Versuchsresultate am Modell 3 (Abb. 11a).

Heizstrom $i_H = 19$ Ampere	E (Volt)	v m/sec	Sauggeschwindigkeit ccm/sec	Kondensmenge g/sec
ohne Gasheizung . . .	0,30	360	660	0,575
Gasflammenhöhe etwa 3 mm	0,33	390	270	0,780
„ „ 5 „	0,34	400	30	0,780
„ „ 7 „	0,28	330	—	0,835
ohne Gasheizung . . .	0,28	330	660	0,555

dampfes statt. Dieser Dampf drängte die Luft in das Hochvakuum derart zurück, daß die Pumpe nicht mehr als Diffusionspumpe arbeitete. Beim Abschalten des Gasbrenners stellte sich die alte Sauggeschwindigkeit ein. Die Pumpe arbeitete wieder als Diffusionspumpe.

D. Kritik der Meßmethode.

Aus den gewonnenen Versuchsresultaten geht hervor, daß Geschwindigkeitswerte sich errechnen, die thermodynamisch unmöglich sind. Nach den Erfahrungen des Maschinenbaues[9]) überschreitet die Ausströmungsgeschwindigkeit der Gase oder Dämpfe beim Austritt aus zylindrischen Röhren nicht die Schallgeschwindigkeit. Bei nach der Mündung hin konisch erweiterten Düsen sind etwas größere Geschwindigkeiten thermodynamisch noch möglich. Die maximal erreichbaren Geschwindigkeiten ergeben sich in diesem Falle[10]) aus der Schallgeschwindigkeit multipliziert mit dem Faktor $\sqrt{\frac{2}{\varkappa - 1}}$, wo $\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$ das Verhältnis der spezifischen Wärmen für das betreffende Gas bedeutet. Für Quecksilberdampf würde sich unter diesen Verhältnissen eine thermodynamisch maximal mögliche Geschwindigkeit ergeben, die gleich der 1,6 fachen Molekulargeschwindigkeit größter Wahrscheinlichkeit ist. Ein Vergleich dieser maximal möglichen Geschwindigkeit mit den gemessenen Geschwindigkeiten zeigt, daß in allen Fällen größere Geschwindigkeitswerte den Messungen nach auftreten.

Zunächst werde festgestellt, ob diese großen Dampfgeschwindigkeiten reell sein können mit Rücksicht auf den besonderen Umstand, daß die Vakuumpumpen bei den Geschwindigkeitsmessungen stets Lichtbogenheizung hatten. Außer rein thermischen Energien, die allein bei thermodynamischen Problemen in Wirksamkeit treten, tritt hier noch elektrische Energie hinzu. Es entsteht die Frage, in welcher Weise diese elektrische Energie Einfluß auf die gemessenen Geschwindigkeitswerte gewinnt. Der Quecksilberdampf wird im Lichtbogen ionisiert, so daß neben neutralen Quecksilbermolekülen eine große Anzahl Quecksilberionen vorhanden sind. Natürlich werden sofort Wiedervereinigungen von positiven Ionen mit abgespaltenen Elektronen unter Leuchterscheinung stattfinden. Im Lichtbogen sind neben den Ionen auch noch „angeregte" Atome vorhanden, d. h. Quecksilberteilchen, die durch Anlagerung eines Elektrons zwar schon wieder neutralisiert sind, deren Valenzelektron aber zunächst auf der äußerst möglichen Bahn sich bewegt und erst nach einer Reihe von Zusammenstößen mit anderen Atomen unter Aufleuchten zu einem gewöhnlichen neutralen Atome wird. Mit Hilfe dieser Annahme über die „angeregten" Atome ergibt sich dann, daß ein Teil der im Lichtbogen durch Ionisation aufgespeicherten Energie nicht sofort wieder abgegeben wird, sondern erst mit den „angeregten" Atomen durch das ganze Dampfrohr bewegt wird. Längs des ganzen Dampfrohres bis ans Dampfrohrende würde dann die aufgespeicherte elektrische Energie infolge der Umwandlung der „angeregten" Atome zu normalen Atomen in kinetische Energie umgesetzt.

Die Ionen und die „angeregten" Atome werden annähernd mit gleich großer elektrischer Energie angenommen werden können. Bezeichnet man mit V_J die Ionisierungsspannung in Volt, mit i die Stromstärke im Lichtbogen in Ampere, so steht unter der Voraussetzung, daß durch jedes Elektron je ein Dampfteilchen in ein Ion bzw. „angeregtes" Atom verwandelt wird, pro sec eine Energie zur Verfügung $E = i \cdot V_J \cdot 10^7$ Erg. Als Ionisierungsspannung von Quecksilber kann man unter Berücksichtigung der ultravioletten Linie $\lambda =$ 1188 Å.-E. nach Landolt-Börnstein $V =$ 10,39 Volt annehmen. Diese elektrische Ionisierungsarbeit müßte somit bei ihrer Rückwandlung den Teil an kinetischer Energie liefern, der die thermodynamisch maximal mögliche Energie überschreitet; das ergibt die Energiebilanz

$$i \cdot 10{,}39 \cdot 10^7 \geqq \frac{m}{2}(v^2 - v_{\max}^2),$$

wobei v die gemessene Geschwindigkeit, $v_{\max}$ die thermodynamisch maximal mögliche Geschwindigkeit in cm/sec bedeutet. Die Größe m ist aus der Kondensmessung ebenfalls bekannt als die pro sec im Kühler kondensierte Quecksilbermasse. Werden die am Modell 1 ausgeführten Messungen zugrunde gelegt, so ergibt sich, daß schon bei einer Geschwindigkeit von 320 m/sec die verfügbare elektrische Energie nur um eine Zehnerpotenz größer ist als die notwendig aufzuwendende kinetische Energie. Bei den hohen Geschwindigkeiten für 25 und 40 Ampere Heizstrom sind

[9]) Stodola, Dampfturbinen 1903. S. 8.
[10]) Prandtl, Gasbewegung, Handwörterbuch der Naturwissenschaften. Bd. IV. S. 548.

beide Energien sogar von gleicher Größenordnung. Dabei setzt die aufgestellte Energiebilanz außerdem voraus, daß der ganze Quecksilberdampf ionisiert oder in Form „angeregter" Atome bis ans Dampfrohrende gelange, was sicherlich nicht der Fall ist.

Die großen Werte für die Dampfgeschwindigkeit können somit nicht reell sein. Der ganze Effekt ist hervorgerufen durch die Elektronen, die der Dampfstrom mitführt. Infolge ihrer großen Beweglichkeit relativ zu den positiven Quecksilberionen werden die Elektronen durch das Magnetfeld senkrecht zur Dampfströmung abgelenkt. Durch diese Ablenkung entsteht eine positive Raumladung auf der einen Seite, eine negative Raumladung auf der anderen Seite des Dampfstromes. Bewegen sich die Elektronen mit der Geschwindigkeit v cm/sec, so wird auf jedes Elektron mit der Ladung ε in einem Magnetfelde von der Stärke H eine magnetische Kraft wirken $K = \varepsilon \cdot v \cdot H$. Die infolge der Raumladung entstehende, an den Sonden gemessene Spannungsdifferenz e Volt wird ferner auf jedes Elektron eine elektrische Kraft auslösen von der Größe $K' = \varepsilon \frac{e}{L} 10^8$, wenn L der Sondenabstand ist.

Im Kräftegleichgewicht ergibt sich daraus

$$v = \frac{e}{H \cdot L} 10^8 \text{ cm/sec},$$

d. h. dieselbe Gleichung wie oben Gleichung (8). Das durch die Raumladung entstandene Spannungsgefälle $\frac{e}{L}$ verhindert die Ablenkung der Elektronen von der geradlinigen Bahn. Die Methode mißt demnach nur die Geschwindigkeit des Elektronenschwarmes, der im Quecksilberdampf mitgeführt wird. Die Elektronen haben eine sehr rasche Temperaturbewegung. Aus der Gleichsetzung der kinetischen Energie eines Quecksilberatoms und eines Elektrons findet man, daß die Temperaturgeschwindigkeit der Elektronen mehr als 600 mal so groß ist wie die Geschwindigkeit der Quecksilberatome. Beim freien Austritt in einen evakuierten Raum und genügend großer freier Weglänge der Elektronen muß eine Voreilung der Elektronen gegenüber den Quecksilberionen resultieren. Auf diese Weise könnten sich Geschwindigkeiten ergeben, die die gemessenen Geschwindigkeiten noch um Zehnerpotenzen überschreiten.

Indessen wird verständlich, daß diese ganz hohen Geschwindigkeiten ebenfalls nicht zustande kommen können, wenn man beachtet, daß ein durch Voreilung der Elektronen hervorgerufenes elektrisches Feld sofort verzögernd auf die Geschwindigkeit der Elektronen wirken muß.

Es bildet sich eine elektrische Doppelschicht aus zwischen den zurückgebliebenen positiven Ionen und den vorgeeilten Elektronen. Die langsameren Elektronen werden gehemmt und zum Teil zur Umkehr gezwungen. Nur die Elektronen, die entsprechend der Maxwellschen Verteilung größere Geschwindigkeiten besitzen, können die Doppelschicht passieren. Die positiven Ionen ihrerseits werden natürlich beschleunigt durch die Doppelschicht, so daß die mittlere Geschwindigkeit gesteigert wird.[11])

Läßt man ein Magnetfeld senkrecht zur Bewegungsrichtung der Ionen und Elektronen einwirken, so wird ein elektrisches Querfeld induziert werden, das aber in der Hauptsache von den Elektronen herrührt, da diese infolge ihrer höheren Geschwindigkeit gegenüber den positiven Ionen und zugleich auch wegen ihrer kleinen trägen Masse vom magnetischen Felde unverhältnismäßig viel stärker beeinflußt werden. Während die positiven Ionen praktisch nicht abgelenkt werden, also steif gegenüber dem Magnetfelde sich verhalten, entsteht durch die Ablenkung der Elektronen auf einer Seite eine Elektronenverarmung, auf der anderen Seite eine Anreicherung, die hierdurch entstehende Spannung wird an den Sonden als Induktionsspannung gemessen.

Man erkennt, daß die aus den gemessenen hohen Geschwindigkeitswerten folgenden scheinbaren Widersprüche mit der Hydrodynamik in der Meßmethode ihren Grund haben und durch die Beschleunigung der freien Elektronen Induktionseffekte bedingt werden, die der ganzen Dampfmasse nicht zukommen. Es besteht demnach kein Anlaß, in den Dampfrohren von Hochvakuumpumpen strömenden Quecksilberdampf von mehr als thermodynamisch maximal möglicher Geschwindigkeit anzunehmen. Man wird den physikalischen Charakter der Erscheinungen im wesentlichen treffen, wenn die Strömungsgeschwindigkeit von gleicher Größenordnung wie die mittlere wahrscheinlichste Molekulargeschwindigkeit gewählt wird.

[11]) Die hier gegebene Erklärung verdanke ich Herrn Geheimrat Mie, der sich auf einer Gausitzung in Freiburg i/Br. in diesem Sinne äußerte.

(Schluß folgt.)

Untersuchungen am Poulsenlichtbogengenerator mit longitudinalem Feld.

Von L. F. Pierce.

Inhalt: Die elektrischen und chemischen Vorgänge in einem Lichtbogengenerator mit longitudinalem Feld.

I. Das Magnetfeld.

Der normale Lichtbogengenerator besitzt nach dem Vorgang von Poulsen ein transversales Ma-

gnetfeld. Der Grund dafür ist der, daß dann für den gleichen Zweck ein weniger starkes Magnetfeld nötig ist, als wenn der Bogen longitudinal zum Felde angeordnet wird.

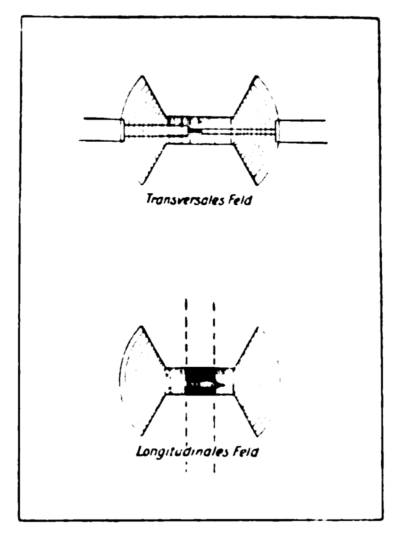


Abb. 1.

Abb. 1 zeigt deutlich, daß im Falle des transversalen Feldes mehr magnetische Kraftlinien den Bogen beeinflussen, als im Falle des longitudinalen Feldes. Sowohl beim Zünden des Bogens wie bei der Gebläsewirkung werden Kraftlinien geschnitten. Die Wirkung geht immer auf Bogenverlängerung.

Soll der Bogen im longitudinalen Felde brennen, so muß der Kern des einen Polschuhes entfernt werden, damit man zum anfänglichen Bogenzünden die eine Elektrode bewegen kann. Dies bedingt eine große Abnahme der Kraftliniendichte. Außerdem ist es schwierig, mit so kleinem Zwischenraum zu arbeiten, wie im Falle des transversalen Feldes, was auch einen starken Abfall der Kraftliniendichte ergibt. Der Bogen verläuft längs der Kraftlinien und man kann vernünftigerweise nicht annehmen, daß irgendwie Kraftlinien geschnitten werden, solange der Bogen nicht nach außen geblasen wird. Hierbei ist dann zu bemerken, daß der Bogen eher zusammengedrängt als verlängert wird. Es scheint also, daß man ein wesentlich stärkeres Feld anlegen muß, um einen ebenso großen Wirkungsgrad des Lichtbogengenerators zu erreichen wie bei der gewöhnlichen Anordnung.

Der Bogen mit longitudinalem Felde hat den Vorzug, daß er bei jeder neuen Periode an einer anderen Stelle zündet, weil er durch das magnetische Feld gezwungen wird, längs des Elektrodenrandes zu wandern. Da er also bei jeder Periode an einer neuen Stelle, die durch die vorhergehende nicht ionisiert ist, zündet, wird sich wahrscheinlich ein befriedigender Wirkungsgrad mit der gleichen magnetischen Energie erreichen lassen, wie sie der Bogen mit transversalem Felde verlangt.

Man kann annehmen, daß der Bogen im longitudinalem Felde bei jeder Periode eine ganz bestimmte Länge erreicht und daß unter diesen Umständen die Frequenz sehr konstant sein wird.

Der Bogen im longitudinalen Felde mit wassergekühlten Metallelektroden vermeidet die meist als Kathode verwendete weißglühende Kohleelektrode und reduziert die Elektronenemission in dem Teil jeder Periode, in dem kein Bogen zwischen den Elektroden vorhanden ist. So wird die Entionisierung der Gasstrecke sehr erleichtert.

Die Entionisierung der Gasstrecke kommt auf verschiedene Weise zustande. Schnelles Anwachsen der Zündspannung ist wünschenswert und wird durch möglichst schnelle und möglichst vollständige Entionisierung der Gasstrecke erreicht. Bei der spontanen Entionisierung durch Wiedervereinigung der Ionen spielt die Zeit eine zu große Rolle, besonders für die hohen Frequenzen der kürzeren Wellenlängen. Ferner ist die Entionisierung durch Adsorption an den Elektroden nicht groß, wenn diese verhältnismäßig weit von einander entfernt sind; die Verhältnisse liegen also anders als beim Löschfunkensender. So bleibt nur noch die Entionisierung durch Gasdiffusion in dem Raum um den Bogen herum. Dies führt auf die Verwendung von Wasserstoff, weil er das leichteste Gas ist und daher den größten Diffusionskoeffizienten besitzt. In Verbindung mit dem magnetischen Gebläse wird so die Gasstrecke genügend gereinigt, vorausgesetzt, daß eine Kohlekathode benutzt wird. Im übrigen spielen die Dichtenunterschiede des Gases in den verschiedenen Teilen der Lampe und die freie Elektronenemission der glühenden Kohlekathode eine Rolle.

Die Wasserkühlung beider Elektroden ergibt eine sehr konstante Temperatur, die wesentlich tiefer liegt, als wenn man eine Kohlekathode verwendet. Daher beeinflussen kleine Änderungen innerhalb der Kammer den Betrieb nicht so leicht, wie in den oben beschriebenen Falle.

Diese Kühlung wird meist durch zirkulierendes Wasser erreicht unter Benutzung einer hohlen Kupferanode. Die gute Wärmeleitfähigkeit des Kupfers macht es zu diesem Zweck sehr geeignet. So wird lokale Überhitzung am Angriffspunkt des Bogens vermieden. Die Kühlung der Kathode läßt sich nicht so einfach bewerkstelligen.

Ist die Kathode aus Metall, so wird sie wegen der einseitigen Emission von Elektronen und Metallteilchen sehr schnell weggefressen werden. Dies läßt sich zwar durch Benutzung rotierender Elektroden vermeiden; deren Gebrauch stehen aber wiederum mechanische Schwierigkeiten im Wege. Beim Bogen mit transversalem Felde ist das Kompromiß so geschlossen worden, daß man

eine rotierende Kohle benutzt, die sich langsam abnutzt. Die Wärmeleitfähigkeit des Wasserstoffs empfiehlt ihn auch für diesen Fall, abgesehen von den übrigen Vorteilen, die er bietet. Ferner ist die Schlagweite im Wasserstoff besonders groß. Man kann also hier die Elektroden weiter voneinander entfernen als in irgendeinem andern Gase. Daher wird hier jede Längenänderung der Gasstrecke durch Verbrauch einer Elektrode einem kleineren Bruchteil der ursprünglichen Gasstrecke entsprechen. So ist auch die Spannungsänderung und damit Änderung der Wellenlänge und Intensität kleiner als bei jedem anderen Gase.

Die Station Cullercoats[1]) war mit einem Poulsengenerator mit longitudinalem Felde versehen und die Energieausbeute wurde zu nur 19% des benutzten Gleichstromes geschätzt. Als Grund betrachtete man die Unmöglichkeit, eine Feldstärke zu erreichen, die derjenigen bei transversalem Felde vergleichbar war.

II. Die Fragestellung.

Der Betrieb der Bögen mit longitudinalem Felde ist in der Vergangenheit sehr unbefriedigend gewesen, und es war wenig bekannt über die in der Bogenkammer tatsächlich vor sich gehenden Gasreaktionen und besonders über den Einfluß der verschiedenen Faktoren auf diese Reaktionen. Es wurde beschlossen, an die Erforschung dieses fast ganz unbekannten Gebietes zu gehen und das Problem so anzugreifen, daß die chemischen Änderungen, die im Laufe einer normalen Bogenperiode stattfinden, untersucht werden sollten. Es wurde ein Bogen gewählt, der näherungsweise ein Kilowatt aufnehmen konnte, dessen beide Elektroden aus Metall und wassergekühlt waren.

III. Experimentelles.

Da der erste Schritt zur Inangriffnahme dieses Problems die Bestimmung der wesentlichsten Faktoren und Bedingungen war, war es notwendig, eine Anzahl physikalischer und chemischer Messungen zu machen. Die folgenden Abschnitte enthalten das so gesammelte Material zusammen mit einer Diskussion dieser Ergebnisse. Das Ganze ist in drei Teile geteilt: a) physikalische Messungen, b) chemische Messungen und c) spektroskopische Messungen. Die Grenzen zwischen diesen Teilen lassen sich nicht streng ziehen, sondern die Gebiete greifen ineinander über und enthalten gemeinsames Material. Die Einteilung ist nur der besseren Übersicht wegen gemacht.

IV. Physikalische Messungen.

Stärke des Magnetfeldes.

Wie in der Einleitung gezeigt wurde, muß ein Hochfrequenzbogenumformer in einem starken Magnetfeld arbeiten. Frühe Erfahrungen am Bogen mit longitudinalem Felde haben die Feldstärke als wichtigen Faktor erkennen lassen. Daher wurde der bei den Versuchen benutzte Bogen mit einem unabhängig erregten Felde versehen, um die magnetische Feldstärke in weiten Grenzen bei einer vorgegebenen Spannung längs der Bogenstrecke verändern zu können.

Die Messungen der Induktionsliniendichte wurde mit dem gewöhnlichen ballistischen Galvanometer gemacht, das mit einer Probespule in Serie geschaltet, den Feldstärkenmesser ergab.[2])

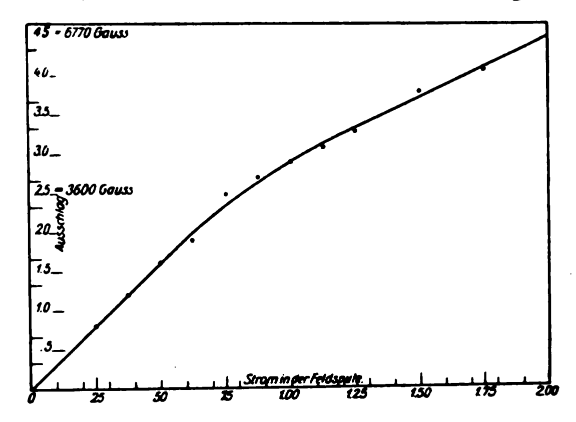


Abb. 2. Magnetisierungskurve. Oberer Teil eingefügt.

Es wurden entsprechende Korrektionen angebracht, je nachdem, ob die Probespule aus dem Felde genommen wurde, oder ob der Strom in den Feldspulen durch schnelles Öffnen des Stromkreises unterbrochen wurde.

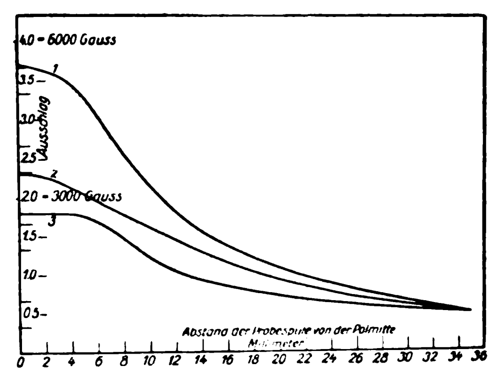


Abb. 3. Relative Feldstärke bei wachsendem Abstand von der Polmitte.
Kurve 1 mit Stahlanode. Kurve 2 mit Kupferanode. Kurve 3 ohne oberen Pol.

Die größten Galvanometerausschläge ließen sich erzielen, wenn die Feldspulen in Stahlmäntel ein-

[1]) Jahrb. 1 (1907), 154; Electrician 60 (1907), 355.

[2]) Law, Electrical Measuremends, Uc Graw-Hill, 1917; Electrician 50, 383. — R. Bealtie, Journ. de Phys. 4. Serie 3, 696, Grassot.



geschlossen und die Bogenkammer mit einem Stahlkasten versehen wurden. Die Charakteristik der Magnetisierungskurve bei richtiger Korrektion und gut sitzenden Verbindungen im Magnetkreise zeigt Abb. 2.

Die relative Feldstärke in verschiedenen Abständen von der Mitte zwischen den Polen und unter Benutzung von Stahl- und Kupferanoden und bei entferntem oberen Pole zeigen die drei Kurven der Abb. 3.

Der Grund zur Untersuchung der Feldintensität in verschiedenen Abständen von der Mitte der Pole war, zu erfahren, wie sich die Bogenflamme voraussichtlich benehmen würde und so zu einem Hinweis darauf zu kommen, wie groß die Elektroden gewählt werden mußten.

Der Strom in der Feldspule wurde bei diesen Beobachtungen konstant auf 0,75 Ampere gehalten.

Man sieht, daß die Feldstärke jenseit 6 mm von der Mitte der Polschuhe sehr schnell abfällt.

V. Vergleich der Anoden.

Ferner wurden die relativen Felddichten in der Polmitte bestimmt mit einer Stahlanode, einer

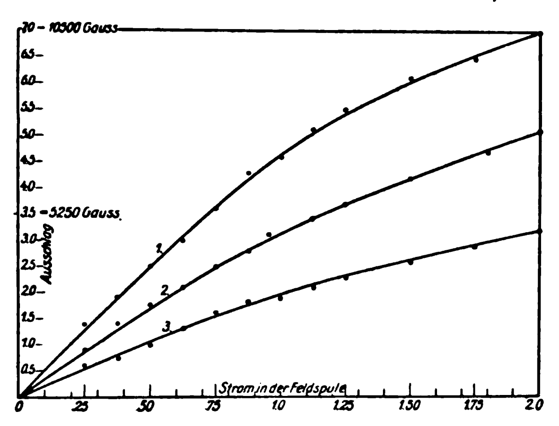


Abb. 4. Feld in der Flammenkammer.
Kurve 1 mit Stahlanode. Kurve 2 mit kupferplattierter Anode. Kurve 3 ohne oberen Pol.

kupferplattierten Stahlanode und bei fehlendem oberen Pol.

Die Charakteristiken der Magnetisierungskurven sind in Abb. 4 gezeichnet. Jede von ihnen ist entsprechend korrigiert worden, falls der Strom unterbrochen wurde, anstatt daß die Probespule aus dem Feld geholt wurde.

Diese Kurven zeigen deutlich den Zuwachs an Induktionslinien bei Benutzung von Stahlanoden. Für den Bogen sind diese aber unbrauchbar, und es schien daher am besten, möglichst kleine Elektroden zu benutzen und zwar aus kupferplattiertem Stahl.

VI. Temperaturmessungen.

Angesichts der Konstruktion und Betriebsart der Bogengeneratoren lassen sich die gewöhnlichen Methoden der Temperaturmessung nicht anwenden. Das Thermoelement ist ausgeschlossen, wegen der Bogenflamme. Segerkegel können nicht benutzt werden, weil sie Wirbelströme verursachen würden, und außerdem kann man sie nicht an die Stellen höchster Temperatur bringen. Daher wurde die optische Pyrometrie benutzt. Ein ausgezeichnetes Instrument von Leeds & Northrup stand dank der Freundlichkeit des Department of Chemistry der Universität von Californien zur Verfügung.

Die Temperatur des kleinen Bogens, wie er mit longitudinalem Feld verwendet wird, ist schwer mit großer Genauigkeit zu messen, weil bei Benutzung von Kupferelektroden die Bedingungen für einen wahren schwarzen Körper nicht erfüllt sind. Diese sind natürlich Voraussetzung für genaue Messungen mit dem optischen Pyrometer. Es wurden Vergleichsmessungen an dem Zweikilowattstandardbogen des transversalen Feldes, der eine Kohlekathode hatte, angestellt.

Der Bogen mit transversalem Felde, der zu diesen Messungen benutzt wurde, wurde mit städtischem Leuchtgas gespeist und sein oberer Pol war ausgebohrt, um die Bogenflamme deutlich sehen zu können. Durch die Kohlekathode und die Kammerkonstruktion waren die Bedingungen für einen wahren schwarzen Körper erfüllt, und Temperaturmessungen konnten leicht durch den oberen Pol gemacht werden. Die Öffnung war durch eine fest eingekittete Glasplatte verschlossen.

An dieser Stelle sei die Abb. 5 eingefügt, die die elektrische Schaltung der benutzten Bögen zeigt. Im Falle des Bogens mit longitudinalem Feld wurde das Feld unabhängig erregt, während beim Bogen mit transversalem Felde die Erregung durch den Gleichstrom im Speisekreis des Bogens erfolgte. Die Buchstaben haben die folgende Bedeutung: E_a ist Gleichstromspannung, E_{da} Gleich-

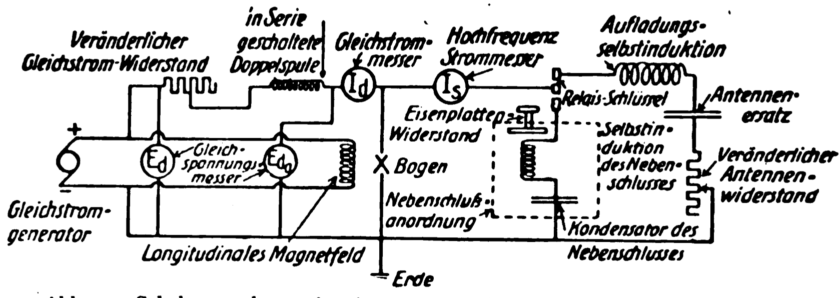


Abb. 5. Schaltungsschema für den Bogensender zur Untersuchung mit nicht ausstrahlendem Schwingungskreis.



stromspannung längs der Gasstrecke, I_d Gleichstromampères, I_n Hochfrequenzampères, I_f Feldampères, Ant. Wid. vorgeschalteter Antennenwiderstand und λ Wellenlänge.

Die ersten Versuche bestanden darin, daß die Bogenausbeute im Hochfrequenzstrom mit der Temperatur des Bogens sowohl im longitudinalem Felde verglichen wurde. Die Ergebnisse sind durch Abb. 6 gegeben. In beiden Fällen ist der Antennenwiderstand 10 Ohm und die Wellenlänge 2400 m; als Antenne wurde eine künstliche mit zwei Kondensatoren benützt.

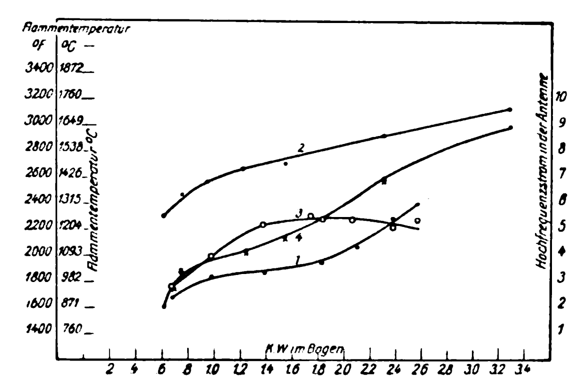


Abb. 6. Vergleich der Flammentemperatur und der Ausbeute.

Kurve 1 Temperatur des longitudinalen Bogens.
Kurve 2 Temperatur des transversalen Bogens.
Kurve 3 Antennenstrom des longitudinalen Bogens.
Kurve 4 Antennenstrom des transversalen Bogens.

Ein zuverlässiger Vergleich der beiden Lichtbogengeneratoren läßt sich bei höherem Energieverbrauch als 1,8 KW nicht durchführen, bei welcher Belastung die Nutzleistung des Bogens mit longitudinalem Felde so rasch abfällt, daß die Daten nicht seinen normalen Betriebsverlauf darstellen können.

Ein Vergleich der Temperaturen der beiden Bögen zeigt, daß bis zu 1,8 KW die Temperatur des Bogens mit longitudinalem Feld näherungsweise 70% der Temperatur des Bogens im transversalen Felde für denselben Gleichstromverbrauch beträgt. Dies allein genügt schon als Beweis dafür, daß die Nutzleistung des longitudinalen Bogens größer ist. Der Unterschied braucht indessen nicht so groß zu sein, wie die Kurve ihn angibt, weil die Temperaturen für den Bogen mit transversalem Feld viel genauer gemessen sind, als für den longitudinalen Bogen.

In den Ausbeutekurven läßt sich für den longitudinalen Bogen erkennen, daß zwischen 1,0 und 1,4 KW der Energiezuwachs ungefähr 3,1% beträgt, während der Zuwachs des Antennenstromes im selben Gebiet 23% ist.

Die Energieausbeute ist dem Quadrat des Antennenstromes proportional und steigt so berechnet in diesem Falle auf das 1,69 fache.

$P = I^2 R$, $I = 5{,}2$, $R = 15{,}2$, also $P = 5{,}2^2 \cdot 15{,}2 = 411$ Watt und im zweiten Fall $I = 4$ und $R = 15{,}2$ gibt $P = 16 \cdot 15{,}2$ oder 243,1 Watt. Das Ausbeuteverhältnis ist also 411/243,1 oder 1,69.

Oberhalb 1,4 KW wird die Ausbeutekurve, wie sie durch den Antennenstrom dargestellt wird, flacher, bis bei dem Werte 1,8 KW der Antennenstrom bei erhöhter Energiezufuhr nicht weiter zunimmt, sondern im Gegenteil steil abfällt, wobei die Bogentemperatur steigt. Daß der Antennenstrom nicht weiter ansteigen kann, liegt daran, daß jetzt die Zahl der Ionen durch die hohe Energiezufuhr so groß geworden ist, daß die Gasstrecke bei der verwendeten Konstruktion nicht mehr genügend entionisiert wird. Eine weitere Erhöhung der Energiezufuhr würde eine noch größere Temperatursteigerung zur Folge haben.

Der Bogen mit longitudinalem Felde arbeitet also am besten wenn er mit 1 bis 1,4 KW betrieben wird. Den Kurven zufolge erhält man einen guten Nutzeffekt, wenn man den Bogen mit weniger als einem KW betreibt. Aber in der Praxis ist das nicht ratsam, da dann der Bogen instabil wird. Diese Schwierigkeit ließe sich wahrscheinlich durch Verwendung kleinerer Elektroden überwinden.

VII. Temperatur und Antennenwiderstand.

Die Verwendung eines Serienwiderstandes in der Gleichstromspeiseleitung als eine Art Ballast war bei Benutzung von Bögen mit transversalem Felde mit kleiner Kapazität von geringer Bedeutung. Dagegen war sie nützlich zur Stabilisierung des Bogens mit longitudinalem Felde. Dies ist teilweise der Entfernung der durch den Kollektor hervorgerufenen Spannungsschwankungen des Generators zuzuschreiben. Daher wurden die beiden Bögen bezüglich Temperatur und Energie bei Veränderung des eingeschaltenen Antennenwiderstandes untersucht.

Während dieser Experimente wurde für den longitudinalen Bogen ein Ballastwiderstand benutzt, für den transversalen Bogen dagegen nicht. Ein geringer Spannungsabfall am letzteren war der Felderregung zuzuschreiben. Die Wellenlänge war 2400 m unter Benutzung einer künstlichen Antenne. Der Widerstand wurde in Gestalt eines Kohlestabes eingefügt. Die Ergebnisse sind in Abb. 7 zu finden.

Die Kurven 1 und 2 zeigen, daß beim transversalen Bogen bei Antennenwiderständen von 6 Ohm und mehr die Energiekurve ziemlich flach verläuft, während die Temperatur fällt, was auf einen höheren Nutzeffekt in dieser Gegend hinweist.

Die Kurven 3 und 4 zeigen eine ziemlich konstante Energie, während die Bogenflammentemperatur deutlich mit wachsendem Antennenwiderstand fällt. In der Praxis ist der erhöhte

Nutzeffekt des longitudinalen Bogens im Betriebe mit hohem Antennenwiderstand nicht von großer Bedeutung, wegen des Energieverlustes, den die Benutzung jeder Antenne von hohem Widerstand mit sich bringt; und außerdem ist es heutzutage üblich, Antennen mit sehr kleinem Widerstand zu bauen.

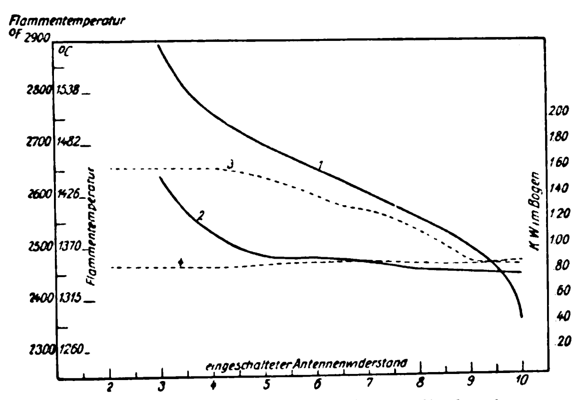


Abb. 7. Widerstandseinfluß im longitudinalen bzw. transversalen Bogen.

Kurve 1 Temperatur — kein Ballastwiderstand vorgeschaltet.
Kurve 2 KW im Bogen — kein Ballastwiderstand vorgeschaltet.
Kurve 3 Temperatur mit vorgeschaltetem Ballastwiderstand.
Kurve 4 KW im Bogen mit vorgeschaltetem Ballastwiderstand.

VIII. Temperatur und Frequenz.

Bei zwei vorgegebenen Frequenzwerten, von denen der eine erheblich größer als der andere ist, sollte man als natürlich erwarten, daß die Temperatur für die niedrigere Frequenz höher ist, wenn man für beide Fälle die optimale Feldstärke verwendet.

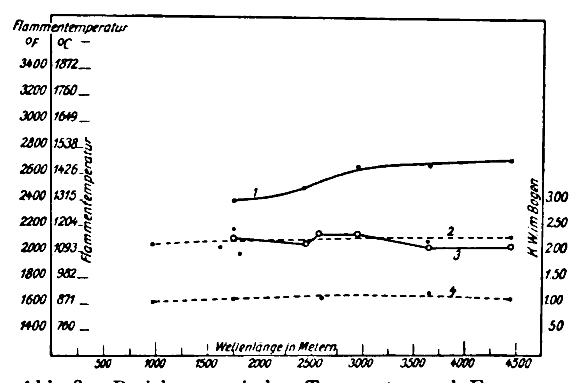


Abb. 8. Beziehung zwischen Temperatur und Frequenz.
Kurve 1 Temperatur des transversalen Bogens.
Kurve 2 Temperatur des longitudinalen Bogens.
Kurve 3 KW im transversalen Bogen.
Kurve 4 KW im longitudinalen Bogen.

Der longitudinale und der transversale Bogen wurden in dieser Beziehung untersucht und die Ergebnisse sind in Abb. 8 wiedergegeben.

Kurve 1 zeigt deutlich einen Temperaturzuwachs mit abnehmender Frequenz für den transversalen Bogen. Die Gleichstromenergie bleibt bei den Versuchen ziemlich konstant.

Kurve 2 zeigt anscheinend keine Änderung der Bogenflammentemperatur im longitudinalen Bogen mit wechselnder Frequenz und auch hier bleibt die Energie im wesentlichen konstant.

Eine erneute Betrachtung der Kurve 1 ergibt, daß die Temperaturänderung gegen 300°, in Celsius 170°, beträgt. Wenn wir daran denken, daß der longitudinale Bogen bei einer viel tieferen Temperatur brennt, und daß sein Licht nicht unter den Bedingungen für den schwarzen Körper ausgesandt wird, die für die Messung notwendig wären, so können die Ergebnisse nicht überraschen. Wir sind berechtigt anzunehmen, daß mit jeder Frequenzabnahme kleine Temperaturzunahmen verbunden sind. Aber dieser Zuwachs ist so klein, daß er nur sehr schwer zu messen ist.

IX. Einfluß des Druckes auf den Hochfrequenzstrom.

Im Zusammenhang mit experimentellen Untersuchungen über die Herstellung eines Bogens dieser Art, der besonders für kommerzielle Zwecke geeignet sein sollte, und die daher im allgemeinen nicht hierher gehören, wurde eine besonders interessante Tatsache bemerkt.

Wie schon in der Einleitung beschrieben wurde, werden in den Gleichstromkreis Drosselspulen eingeschaltet, um den hochfrequenten Strom am Zurückfließen zum Generator zu verhindern; da dieser sonst beschädigt werden könnte. Ein solcher Hochfrequenzstrom läßt sich mit einen Hitzdrahtmilliampèremeter nachweisen, das sich in einem in der Nähe der Speiseleitung angebrachten Stromkreis befindet.

Denn um diese Speiseleitung wird durch jeden hochfrequenten Strom, der sie durchfließt, ein Feld induziert. Nun kann man sagen, daß der Stromkreis des Milliampèremeters, wenn er sich so dicht neben der Speiseleitung befindet, mit diesen „gekoppelt" ist. Daher wird jedes in der Speiseleitung entstehende Wechselfeld ein Feld in der Zuleitung des Instrumentes induzieren und dementsprechend einen Ausschlag der Nadel verursachen. Dieser Ausschlag kann als Maß für den Effektivwert des Hochfrequenzstroms aufgetragen werden.

Eine Betrachtung der Kurven 1 und 2 der Abb. 9 zeigt deutlich, daß der Druck in der Kammer einen merklichen Zuwachs an Hochfrequenzstrom zurück durch die Drosselspulen erzeugt. Weitere Ergebnisse, die wir weiter unten in Verbindung mit anderen Untersuchungen über die Gase bringen werden, deuten in derselben Richtung, insofern, als große Druckzunahme den Antennenstrom vermindert.

Dies kommt dadurch zustande, daß man auf diese Art den Widerstand der Gasstrecke verändert. Bei Druckerhöhung wird der Widerstand durch die Zunahme der Gasdichte in der Kammer erhöht. Daher die Neigung der Antenne sich längs der Speiseleitung durch die Drosselspulen zu entladen, anstatt durch die Gasstrecke des Bogens mit ihrem recht hohen Widerstande. Dies zeigt, wie sinnlos es ist, einen unter Druck brennenden Bogen konstruieren zu wollen.

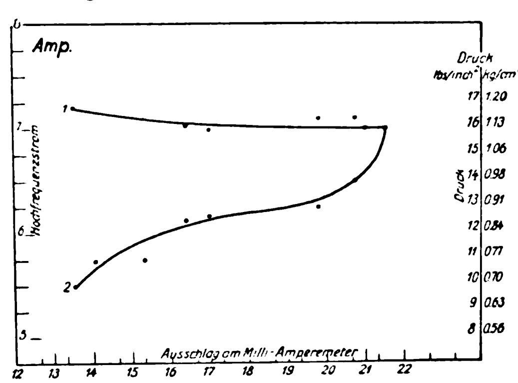


Abb. 9. Druckbeeinflussung des Stromes durch die Drosselung.
Kurve 1 Ausstrahlung und Strom durch die Drosselung.
Kurve 2 Druck und Strom durch die Drosselung.

X. Chemische Messungen.

Bei Inangriffnahme des Problems war die Situation sehr undurchsichtig. Wie schon früher erwähnt wurde, war der Bogen mit Metallelektroden versehen, war wassergekühlt und befand sich in einem starken longitudinalen Magnetfeld. Die Bogenkammer war aus Pyrexglas in Form eines Ringes. Wenn man sich an die grundlegenden Forderungen von Poulsen erinnert, so konnte es zunächst scheinen, als ob ein Ausspülen der Kammer mit Wasserstoff und genügende Nachlieferung desselben ausreichend sein müßte, um den Bogen in Betrieb zu erhalten. Man muß sich erinnern, daß der gewöhnliche Bogentyp mit transversalem Felde unter solchen Umständen vorzüglich funktioniert.

Schon die früheren Autoren haben gefühlt, daß irgendwelche nicht faßbare Bedingung erfüllt sein mußte, ehe der Bogen zum befriedigenden Arbeiten gebracht werden konnte. Wurde der Bogen auch zeitweise für die Dauer von 8 Stunden brennend erhalten, so gab es doch bei seinem Betrieb nicht die geringste Sicherheit. Einmal ließ er sich leicht zünden und brannte für eine lange Zeit ohne Unterbrechung. Ein andermal konnte man ihn nur mit äußerster Schwierigkeit in Betrieb setzen oder er blieb instabil und brach häufig ab. Unter anderem wurde zur Herstellung der Atmosphäre in der Flammenkammer benutzt: Leuchtgas, Wasserstoff und Wasserstoff, der durch Alkohol oder Azeton geschickt war, Naphtalin, Quecksilber, Papierschnitzel, Oxyde der alkalischen Erden oder andere zahllose Substanzen.

Elektroden verschiedenen Materials und verschiedener Form waren benutzt worden; aber diese Faktoren haben nur wirtschaftliches Interesse. Sie gehören daher nicht recht eigentlich hierher und sollen nur vom wissenschaftlichen und nicht vom Nützlichkeitsstandpunkt aus betrachtet werden.

Es wurde beschlossen, das Problem zunächst mit nur einer gasförmigen Quelle anzugreifen, um zunächst einmal die Betriebsmöglichkeit des Bogens überhaupt festzulegen. Die Untersuchungen der tatsächlichen Vorgänge in den Gasen wurde auf später vertagt.

So fiel die Entscheidung für Leuchtgas und die Arbeit wurde begonnen. Zunächst war es sehr schwierig, den Bogen in Betrieb zu setzen. Das folgende Beispiel aus den Versuchsprotokollen zeigt die anfänglichen Zustände.

Wellenlänge 2000 m.

Zeit	E_d	I_d	I_s	I_f	Bemerkungen
9 : 25	180	—	—	—	schwer in Betrieb zu setzen; brennt 3 Minuten lang als Gleichstrombogen, schwingt.
10 : 01	180	12,0	8,2	0,675	unterbrochen.
10 : 11	180	13,0	8,6	0,76	ohne Grund ausgegangen.
10 : 55	175	12,5	8,45	0,69	„ „ „
11 : 12	175	13,0	8,4	0,685	„ „ „
11 : 24	175	13,0	8,65	0,75	„ „ „
11 : 26	175	13 0	8,55	0,75	„ „ „
11 : 29	175	13,0	8,45	0,75	„ „ „
11 : 35	175	13,0	8,35	0,75	„ „ „
12 : 35	175	13,0	8,25	0,70	„ „ „

Die Untersuchung wurde bis $2^h 3^{min}$ p. m. fortgesetzt, während welcher Zeit der Bogen zehnmal unterbrach.

Allgemeine Erfahrung hat gelehrt, daß es vorteilhafter ist, den Bogen in eine luftdichte Kammer einzuschließen. Hier wurden, um Luftzufuhr in die Kammer zu verhindern, Gummidichtungen benutzt. Es fand sich, daß sehr starke Dichtungsringe, die in Schellack getaucht und getrocknet waren, bis sie festklebten, genügend dichteten, wenn das obere Polstück mit Schrauben angezogen wurde.

Nachdem die Kammer luftdicht gemacht war, zeigte sich im Betriebe des Bogens einige Besserung. Er zündete mit einer grüngelben Flamme, die nach 45 Sekunden allmählich in das für den Wasserstoffbogen charakteristische rosa gefärbte Licht überging. Wenn man nun die Kammer unter Druck setzte, so hatte dies insofern einen nachteiligen Einfluß auf den Bogen, als der Hoch-

frequenzstrom verschwand und der Bogen instabil wurde. Senkte man den Druck durch Öffnen eines Abblasehahnes wieder, so war die Situation gerettet und einmal blieb der Bogen tadellos für Stunden in Betrieb.

Bei Öffnung der Kammer fand sich an den Wänden ein Niederschlag. Dieser zeigte nur Kohle und Kupfer in nirgends erheblicher Menge. Daß Kohle an den Kammerwänden niedergeschlagen war, führte zu dem Glauben, daß das Gas rasch in Wasserstoff und Kohle aufgespalten und die Kohle ausgefällt worden war. Diese Hypothese versagte aber angesichts der Tatsache, daß der Bogen mit Wasserstoff allein, wenn dieser aus einer Bombe geliefert wird, nicht befriedigend funktioniert.

So war gezeigt worden, daß Luft in der Kammer den Bogen ungleichmäßig und instabil macht und außerdem die Elektroden oxydiert. Mit einer luftdichten Kammer wurde es möglich, den Bogen drei Stunden lang mit einer einzigen Füllung von Leuchtgas laufen zu lassen mit nur zwei oder drei Unterbrechungen, die dadurch entstanden, daß die Gasstrecke auf maximalen Hochfrequenzstrom einjustiert war. Machte man die Entfernung etwas kleiner, so erhielt man einen sehr beständigen Bogen.

XI. Untersuchungen mit Rohmethan.

Erdgas der Midway Gas Co. in Taft, Californien, stand uns durch deren Freundlichkeit zur Verfügung und diente uns als Methanquelle. Die Zusammensetzung war die folgende:

CO_2	1,0 %
O_2	0,4 %
CH_4	89,5 %
C_2H_6	7,8 %
N_2	1,3 %
	100,0 %

Es hatte gegenüber dem Leuchtgas den Vorzug, daß seine Zusammensetzung konstant blieb. Die Hochfrequenzleistung des Bogens war etwas größer und das Zünden viel leichter. Der Bogen arbeitete viel gleichmäßiger und brannte auch während der ersten 15 Minuten nicht so unstetig, wie es für Leuchtgas charakteristisch war. Die Zusammensetzung des Leuchtgases möge durch folgende von der Pacific Gas and Electric Company stammende Analyse gegeben sein:

CO_2	5,2 %
C_6H_6	1,1 %
C_nH_{2n}	2,7 %
O_2	0,2 %
CO	13,2 %
H_2	48,0 %
CH_4	26,1 %
N_2	3,5 %
	100,0 %

Der Grund für die anfängliche Unstetigkeit beim Leuchtgas ist der höhere Gehalt an freiem und gebundenem Sauerstoff, der durch die Elektroden zu Kupferoxyd verbrannt und an den Kammerwänden niedergeschlagen sein muß, ehe gute Betriebsbedingungen erreicht sind. Nach Verlauf dieses ersten Abschnittes ist der Stickstoffgehalt höher und angesichts der wohl bekannten Betriebsbedingungen für den Bogen ist es folgerichtig, daß die Hochfrequenzleistung wegen der Anwesenheit dieses größeren Betrages an schwererem Gas nicht so groß ist. So zeigt sich also das Methan dem Leuchtgas überlegen.

Charakteristische Ergebnisse mit Methan gibt Abb. 10.

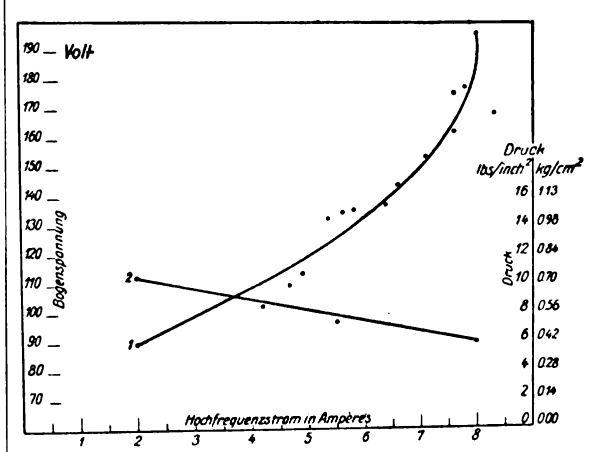


Abb. 10. Longitudinaler Bogen, Betrieb mit Methangas. Schiffsantenne, Widerstand = 6 Ohm.
Kurve 1 Ausstrahlung und Bogenspannung.
Kurve 2 Druck und Ausstrahlung.

Vergleicht man diese Kurven mit denen der Abb. 9, so zeigen sie noch deutlicher als jene den Einfluß des Druckes in der Kammer. Diese Kurven zeigen, daß mit hohem Druck die Hochfrequenzleistung klein wird, und umgekehrt. Die Kurven in Abb. 9 zeigen, daß mit hohem Druck ein beträchtlicher hochfrequenter Strom nach den Drosselspulen fließt, während ein niedriger Druck nur geringe Mengen Hochfrequenzstrom nach den Drosselspulen wandern läßt. Die notwendige Schlußfolgerung ist, daß man den Bogen nicht bei höheren Drucken laufen lassen soll, als bei dem kleinen Überdruck, der notwendig ist, um das Eindringen der Luft durch kleine Öffnungen oder durch den Pumpenansatz bei großen Lampen zu vermeiden.

Der Bogen kann nicht erfolgreich mit Wasserstoff betrieben werden. Er bleibt instabil, besonders wenn der Antennenwiderstand mehr als 10 Ohm beträgt. Dieser Wert liegt aber nahe der unteren Widerstandsgrenze der Durchschnittsantenne. Läßt man den Wasserstoff durch Alkohol oder Azeton hindurchperlen, so verbessert sich

die Hochfrequenzleistung, aber die Verbesserung ist durchaus nicht konstant und das Inbetriebsetzen ist außerordentlich schwierig, weil der Bogen bestrebt ist, als Gleichstrombogen weiter zu brennen.

Gasförmiges Ammoniak ergab im Gebrauch interessante Resultate. Der Druck stieg bis zu 2,8 Atmosphären Überdruck und es wurde sehr viel Wärme frei gemacht. Die Elektroden wurden stark zerstört, besonders die Anode. Kleine Kugeln aus geschmolzenem Kupfer erschienen am Rande der Anode und verkürzten den Bogen häufig. Das biegsame Diaphragma war heftig angefressen und alles in allem war der Erfolg mit Ammoniak traurig. Der Bogen oszillierte zwar jedesmal fast sofort, aber der Betrieb war so, daß Ammoniak zum Gebrauch nicht in Betracht kommt. Es ist klar, daß die Gasstrecke von zerstäubten Kupferteilchen in großer Zahl erfüllt war.

(Schluß folgt.)

Theorie der Schwingungen in Windkesseln von Kolbenpumpen.

Von F. Magyar, Wien.

Inhalt: Es wird gezeigt, daß sich durch Anwendung der harmonischen Analyse die Resonanzbedingungen in einfacher Form darstellen lassen, wobei die theoretischen Schwingungsbilder mit den Ergebnissen der Grambergschen Versuche eine sinngemäß gute Übereinstimmung zeigen.

An Hand eines ausgezeichneten umfangreichen Versuchsmateriales zeigt A. Gramberg[1]), daß die rein volumetrische Berechnung des Windkessels einer Kolbenpumpe die tatsächlich auftretenden Verhältnisse nur unzureichend erklärt. Die Indikatordiagramme der Pumpen zeigen Formen und Druckschwankungen, welche zweifellos auf Schwingungen hinweisen und an Hand der üblichen, auf die fluktuierende Wassermenge aufgebauten Windkesseltheorie[2]) nicht mehr zwanglos erklärt werden können. In Auswertung seiner Versuche gibt Gramberg Ansätze zu einer theoretischen Behandlung, die ein Abschätzen der Schwingungszeiten und der Resonanzfälle ermöglichen. H. Berg[3]) gibt eine erschöpfende Theorie der Schwingungen, reduziert aber durch Einsetzen des auch negativ werdenden Kolbenweges seine Ergebnisse auf Pumpen mit ausmontiertem Druckventil. Da bei Vorhandensein eines Druckventiles nur die positiven Kolbenwege in Frage kommen, ist der Kolbenweg als Fourier'sche Reihe in die Bewegungsgleichung einzuführen. Auf diesen Umstand wurde auch von H. Lorenz[4]) hingewiesen, der jedoch auf die weitere Entwickelung mit Rücksicht auf die dadurch bedingten weiteren Näherungen verzichtet. Die im folgenden gegebene Darstellung wird aber zeigen, daß die Anwendung der harmonischen Analyse keine weitere Annäherung bedingt und die Resultate in geschlossener Form gegeben werden können. Von den üblichen Vereinfachungen werden außer unendlicher Schubstangenlänge folgende beibehalten: Zunächst werden ungedämpfte Schwingungen angenommen. Die Einführung eines linearen Dämpfungsgliedes entspricht den turbulenten Strömungsvorgängen auch nicht angenähert genau genug, während ein quadratisches Dämpfungsglied auf eine in geschlossener analytischer Form nicht mehr lösbare Differentialgleichung führt.[5]) Der Einfluß der Widerstände wird aber gering, da der Zwang des Kolbens die durch Dämpfung vernichtete Energie teilweise ersetzt[6]) und überdies geringe Dämpfung wenig Einfluß auf die Schwingungszeit ausübt. Ferner soll die adiabatische Zustandsänderung im Windkessel durch eine isotherme ersetzt werden. Indem nun weiter die Änderung des Luftvolumens gegenüber dem mittleren Luftinhalt des Windkessels vernachlässigt wird, gleicht die Wirkung des Luftpolsters vollständig der einer Feder[7]) und ergeben sich symmetrische Schwingungen. Wenn auch diese Vernachlässigungen bedenklich erscheinen könnten, so sind sie durch die befriedigende Übereinstimmung mit den Grambergschen Versuchen durchaus gerechtfertigt, umsomehr, als die Annahme einer isothermen Zustandsänderung eine zu hohe Schwingungszeit errechnen ließe, während die Vernachlässigung der Unsymmetrie gerade im entgegengesetzten Sinne wirkt. Überdies lassen sich die Abmessungen des Windkessels meist derart wählen, daß die Änderung des Luftvolumens nicht mehr als 5 von Hundert des mittleren beträgt.[8]) Die Flüssigkeits- und Wandelastizität übt besonders bei kleinem mittleren Luftinhalt des Windkessels einen nicht unbedeutenden Einfluß auf die Schwingungen aus und soll daher näherungsweise berücksichtigt werden.

Der Betrachtung der durch den Kolben erzwungenen Schwingungen sollen Untersuchungen über verschiedene mögliche Formen von Eigenschwingungen vorangestellt werden, wodurch einerseits eine gewisse Vollständigkeit der Darstellung

[1]) A. Gramberg, Wirkungsweise und Berechnung der Windkessel von Kolbenpumpen. V. D. I. 55 (1911), Nr. 21.

[2]) A. Budau, Vorlesungen über Pumpenbau. C. Fromme 1921.

[3]) H. Berg, Die Kolbenpumpen einschließlich der Flügel- und Rotationspumpen. 2. Aufl. Springer 1921.

[4]) H. Lorenz, Technische Hydromechanik. R. Oldenburg 1910.

[5]) Forchheimer, V. D. I. (1912), 1291 und auch v. Mises, Elemente der technischen Hydromechanik, S. 70. Teubner 1914.

[6]) Gramberg, a. a. O. S. 847.

[7]) Gramberg, a. a. O. S. 847 und auch Berg, a. a. O. S. 79.

[8]) Berg, a. a. O. S. 79.

erreicht, andererseits der am Schlusse angestellte Vergleich der theoretisch gefundenen Resultate mit den Grambergschen erleichtert werden soll.

I. Eigenschwingungen einer Wassersäule in einer Rohrleitung mit Windkessel.

Es bedeute in Abb. 1:

L_a = die Länge, f = den Querschnitt der Rohrleitung,

F_w = den Querschnitt des Windkessels,

y = den Weg der Wassersäule im W.-K.,

s = den Weg der Wassersäule in der Rohrleitung,

W, h = Luftvolumen und Druckhöhe im W.-K.,

W_0, h_0 = mittleres Luftvolumen und mittlere Druckhöhe im Windkessel

$$h_0 = h_a + H_a.$$

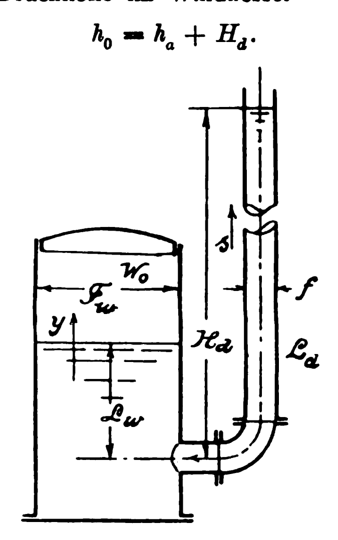


Abb. 1. Wassersäule mit Windkessel.

Wird die Wassersäule im Rohr um einen gewissen Betrag nach abwärts gedrückt, so steigt der Spiegel im Windkessel um y. Unter Annahme isothermer Zustandsänderung wird

$$h = \frac{W_0 \cdot h_0}{W} = \frac{W_0 \cdot h_0}{W_0 - F_w \cdot y} = \frac{h_0}{1 - \frac{F_w}{W_0} \cdot y}.$$

Solange $F_w \cdot y$ gegenüber W_0 klein ist

$$(F_w \cdot y \sim 0{,}05\ W_0),$$

kann annähernd geschrieben werden:

$$h \doteq h_0 \left(1 + \frac{F_w}{W_0} \cdot y\right);$$

$$\text{oder} \quad h - h_0 = \frac{h_0 \cdot F_w}{W_0} \cdot y. \qquad (1)$$

War ursprünglich der Spiegel im Windkessel aus irgendeinem Grunde um y_0 aus der normalen Lage gehoben und ist er nach Ablauf von t Sekunden um $y_0 - y$ gesunken, so gilt nach der Stetigkeitsgleichung:

$$F_w (y_0 - y) = f \cdot s; \quad y = y_0 - \frac{f}{F_w} \cdot s. \qquad (2)$$

Da die Druckhöhendifferenz $h - h_0$ zur Beschleunigung der Wassersäule dient, gilt:

$$\gamma \cdot f \cdot (h - h_0) = \frac{\gamma \cdot f \cdot L}{g} \cdot \frac{d^2 s}{d t^2}, \qquad (3)$$

worin

$$L = L_a + \frac{f}{F_w} L_w$$

die reduzierte Rohrlänge darstellt. Wäre F_w variabel, der Windkessel also nicht von zylindrischer Gestalt, so müßte man die reduzierte Länge aus der Gleichung

$$L = L_a + f \int \frac{d L_w}{F_w}$$

ermitteln.[9]) Durch Gleichsetzen von (1) und (3) erhält man:

$$\frac{d^2 s}{d t^2} + \frac{g h_0 f}{L \cdot W_0} \cdot s = \frac{g \cdot h_0 \cdot F_w}{L \cdot W_0} \cdot y_0 \qquad (4)$$

und nach Einführung der Größen

$$q^2 = \frac{g \cdot h_0 \cdot f}{L \cdot W_0}; \quad b = \frac{g \cdot h_0 \cdot F_w}{L \cdot W_0} y_0; \qquad (5)$$

die Differentialgleichung der Eigenschwingungen in der Form

$$\frac{d^2 s}{d t^2} + q^2 s = b \qquad (4')$$

mit der Lösung

$$s = C_1 \cos q t + C_2 \sin q t + \frac{b}{q^2}.$$

Für die Anfangsbedingungen

$$t = 0 \begin{cases} s = 0 \\ \dfrac{d s}{d t} = 0 \end{cases}$$

erhält man durch zweimaliges Differentieren

$$C_1 = -\frac{b}{q^2}, \qquad C_2 = 0.$$

Somit wird

$$s = \frac{b}{q^2} (1 - \cos q t),$$

ferner

$$\frac{d s}{d t} = \frac{b}{q} \sin q t$$

und mit Gl. (3)

$$h - h_0 = \frac{L}{g} \cdot \frac{h_0 F_w}{W_0} y_0 \cdot \cos q t. \qquad (6)$$

Die Gleichung (6) stellt einfache Sinusschwingungen dar.

[9]) H. Lorenz, a. a. O. S. 169.

II. Schwingungen infolge der Elastizität des Wassers und der Rohrwand.

Es bedeute

λ die Verkürzung der Wassersäule von der Länge L unter Einfluß einer Druckhöhe h,

D, δ Durchmesser und Wandstärke des Rohres,

E den Elastizitätsmodul des Wassers,

E_1 den Elastizitätsmodul des Rohrmateriales,

$a = \sqrt{\frac{g \cdot E}{\gamma}}$ die Newtonsche Fortpflanzungsgeschwindigkeit von Druckwellen im Wasser.

Denkt man sich die gesamte Verkürzung λ, zusammengesetzt aus einem Teil λ_1, herrührend von der Kompressibilität des Wassers und λ_2, entstanden durch die Ausweitung des Rohres, so wird unter Annahme des Hookschen Gesetzes[10])

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 = L\left[\frac{1}{E} + \frac{1}{E_1} \cdot \frac{D}{\delta}\right] \cdot p$$

oder mit

$$\frac{1}{E'} = \frac{1}{E} + \frac{1}{E_1} \cdot \frac{D}{\delta}$$

$$\lambda = \frac{L}{E'} \cdot p. \tag{7}$$

Durch Annahme von a wird mit einem Mittelwert von γ gerechnet. Es genügt daher, die Zusammendrückung mit einem näherungsweise konstant angenommenen γ zu rechnen.[11])

Wir erhalten als Bewegungsgleichung

$$\frac{f \cdot L \cdot \gamma}{g} \cdot \frac{d^2 \lambda}{d t^2} + f \cdot p = 0; \quad \frac{d^2 \lambda}{d t^2} + \frac{g \cdot E'}{\gamma \cdot L^2} \cdot \lambda = 0.$$

In Verbindung mit (7) ergibt sich

$$\frac{d^2 h}{d t^2} + \frac{g \cdot E'}{\gamma \cdot L^2} \cdot h = 0; \quad \frac{d^2 h}{d t^2} + K^2 \cdot h = 0 \tag{8}$$

$\sqrt{\frac{g E'}{\gamma}} = a_1$ bedeutet hierin die Fortpflanzungsgeschwindigkeit mit Berücksichtigung der Wandelastizität. Es wird also

$$K = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{g \cdot E'}{\gamma}} = \frac{a_1}{L} = \frac{2}{T_l}.$$

$T_l = \frac{2 L}{a_1}$ ist die sogenannte Laufzeit der Druckwellen. Die Schwingungszeit ergibt sich aus

$$T = \frac{2 \pi}{K} = T_l \cdot \pi.$$

Nach Alliévi ist $E = 2{,}07 \cdot 10^8$ kg/m², $a = 1425$ m/sec, $a_1 = 1000$ m/sec. Mit diesen Werten rechnet sich die Zusammendrückung für $L = 1$ m und $h = h_0 = 10$ m

$$\lambda_0 = \frac{L}{E'} \cdot p_0 \cdot \gamma = \frac{L}{a_1^2} \cdot g \cdot h_0 \doteq 10^{-4}\ \text{m} \quad \text{mit}$$

$$\text{und } \lambda_0 \doteq \tfrac{1}{2}\, 10^{-4}\ \text{m}$$

ohne Berücksichtigung der Wandelastizität.

Die elastischen Schwingungen können mit den Eigenschwingungen in Phase kommen, wenn

$$K = g \quad \text{oder} \quad \frac{g \cdot h_0 \cdot f}{L \cdot W_0} = \frac{a_1^2}{L^2}.$$

III. Parallel geschaltete Windkessel ohne Berücksichtigung der Elastizität. (Abb. 2).

Bedeuten F_{w_1}, F_{w_2} die Querschnitte, y_1, y_2 die Wege in beiden Windkesseln, so schreibt sich die Gl. (2)

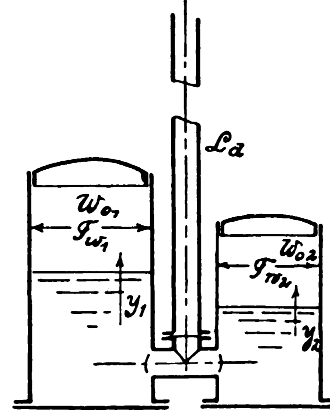


Abb. 2. Wassersäule mit parallelgeschalteten Windkesseln.

$$F_{w_1}(y_{0_1} - y_1) + F_{w_2}(y_{0_2} - y_2) = f \cdot s \tag{9}$$

aus

$$h - h_0 = \frac{F_{w_1} \cdot y_1 \cdot h_0}{W_{0_1}} = \frac{F_{w_2} \cdot y_2 \cdot h_0}{W_{0_2}},$$

folgt

$$\frac{y_1}{y_2} = \frac{F_{w_2} \cdot W_{0_1}}{F_{w_1} \cdot W_{0_2}},$$

so daß die Gl. (9) in die Form

$$y_1 = y_{0_1} - \frac{f}{F_{w_1}} \cdot \frac{W_{0_1}}{W_{0_1} + W_{0_2}} \cdot s$$

übergeht.

In Verbindung mit Gl. (3) ergibt sich

$$\frac{d^2 s}{d t^2} + \frac{g \cdot f \cdot h_0}{L(W_{0_1} + W_{0_2})} \cdot s = \frac{g \cdot F_{w_1} \cdot h_0}{W_{0_1} \cdot L} \cdot y_{0_1} \tag{10}$$

und

$$q = \sqrt{\frac{g \cdot f \cdot h_0}{L(W_{0_1} + W_{0_2})}}.$$

Wenn also $W_0 = W_{0_1} + W_{0_2}$ gesetzt wird, gelten alle unter I gefundenen Resultate.

---

10) L. Alliévi, Allgemeine Theorie über die veränderliche Bewegung des Wassers in Leitungen; deutsch von R. Dubs und Bataillard.

11) F. Magyar, Beitrag zur Theorie der Druckschwankungen in Rohrleitungen. Die Wasserwirtschaft 1924. Nr. 8.

IV. Die Eigenschwingungen einer Wassersäule in einer Rohrleitung mit Windkessel wie unter I bei näherungsweiser Berücksichtigung der Elastizität.

Nach dem Hookschen Gesetze wird

$$\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{h - h_0}{h_0}. \qquad (11)$$

Die Gleichung (2) geht über in

$$y = y_0 - \frac{f}{F_w} \cdot s - \frac{f}{F_w}(\lambda - \lambda_0)$$

$$= y_0 - \frac{f}{F_w} \cdot s - \frac{f}{F_w} \cdot \lambda_0 \frac{h - h_0}{h_0};$$

daraus errechnet sich

$$\left.\begin{aligned} h - h_0 &= \frac{F_w \cdot h_0}{W_0 + f \cdot \lambda_0} \cdot \left(y_0 - \frac{f}{F_w} \cdot s\right) \\ &= \frac{F_w \cdot h_0}{W_0 + f \cdot \lambda_0} \cdot y. \end{aligned}\right\} \qquad (12)$$

Mit $W'_0 = W_0 + f \cdot \lambda_0$ wird (12) mit (1) gleich gebaut und daher auch die daraus folgende Differentialgleichung die gleiche Struktur wie (3) haben.

Wir erhalten

$$q = \sqrt{\frac{g \cdot h_0 \cdot f}{L(W_0 + f \cdot \lambda_0)}}; \quad b = \frac{g \cdot h_0 F_w}{L(W_0 + f \cdot \lambda_0)} \cdot y_0$$

$$T = \frac{2\pi}{q} = 2\pi \sqrt{\frac{L(W_0 + f \cdot \lambda_0)}{g \cdot h_0 \cdot f}}. \qquad (13)$$

Durch die Elastizität wird die Schwingungszeit größer, die Amplitude kleiner. Für die Eigenschwingungszahl ist die Elastizität gleichbedeutend mit einem parallelgeschalteten Windkessel vom mittleren Luftinhalt $f \cdot \lambda_0$.

Falls $W_0 = 0$ ist, d. h. der Windkessel luftleer gemacht wird, ergibt sich

$$q^2 = \frac{g \cdot h_0}{L \cdot \lambda_0} \quad \text{und mit} \quad \lambda_0 = \frac{L}{E'} \cdot \gamma \cdot h_0$$

$$q^2 = \frac{a_1^2}{L^2} = K^2,$$

ferner wird in diesem Falle $s = \lambda$ und $y_0 = 0$, da der Windkessel dann ganz gefüllt und der Spiegel nicht höher steigen kann. Mit y_0 wird auch b aus (5) gleich 0 und man erhält:

$$\frac{d^2\lambda}{dt^2} + K^2\lambda = 0,$$

dieselbe Gleichung (8), die auch unter II für die elastischen Schwingungen gefunden wurde.

V. Eigenschwingungen in einer Zwischenleitung, welche zwei Windkessel verbindet; Windkessel in Serie (Abb. 3).

Angenommen wird

$$H \doteq 0 \text{ also } h_{0_1} \doteq h_{0_2} = h_0.$$

An Stelle der Gl. (3) tritt die Beziehung

$$\frac{L}{g} \cdot \frac{d^2 s}{dt^2} = h_1 - h_2, \qquad (14)$$

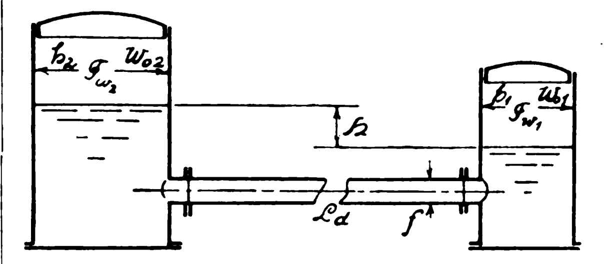


Abb. 3. Windkessel in Reihe geschaltet.

ferner ist wie früher

$$\left.\begin{aligned} h_1 - h_0 &= \frac{F_{w_1} \cdot h_0}{W_{0_1}} \cdot y_1 \\ h_0 - h_2 &= \frac{F_{w_2} \cdot h_0}{W_{0_2}} \cdot y_2 \end{aligned}\right\} \text{ und } y_1 F_{w_1} = y_2 F_{w_2}.$$

Daraus folgt

$$h_1 - h_2 = h_0 \left(\frac{1}{W_{0_1}} + \frac{1}{W_{0_2}}\right) F_{w_1} \cdot y_1.$$

Bezieht man sich nun auf den Windkessel 1, so folgt aus Gl. (2)

$$y_1 = y_{0_1} - \frac{f}{F_{w_1}} \cdot s$$

und wird

$$h_1 - h_2 = h_0 F_{w_1} \left(\frac{1}{W_{0_1}} + \frac{1}{W_{0_2}}\right) \left(y_{0_1} - \frac{f}{F_{w_1}} \cdot s\right)$$

diese Gleichung kombiniert mit Gl. (14) ergibt

$$\frac{d^2 s}{dt^2} + q^2 s = b,$$

worin

$$q = \sqrt{\frac{g \cdot f \cdot h_0}{L} \left(\frac{1}{W_{0_1}} + \frac{1}{W_{0_2}}\right)} \quad \text{und}$$

$$b = \frac{g \cdot F_{w_1} \cdot y_{0_1} h_0}{L} \left(\frac{1}{W_{0_1}} + \frac{1}{W_{0_2}}\right)$$

bedeutet.

$F_{w_1} \cdot y_{0_1} = F_{w_2} \cdot y_{0_2}$ ist jenes Volumen, durch dessen Verdrängung aus der Mittellage das Gleichgewicht gestört wurde.

Setzt man in den unter I gefundenen Resultaten

$$\frac{1}{W_0} = \frac{1}{W_{0_1}} + \frac{1}{W_{0_2}}, \qquad (15)$$

so behalten sie auch für diesen Fall ihre Gültigkeit.

VI. Die Schwingungen in der Druckleitung einer doppelt wirkenden Kolbenpumpe. (Abb. 4.)

Zur Zeit $t = 0$ sei die Spiegelerhöhung im Windkessel $y = y_0$. Die vom Kolben nach Ab-

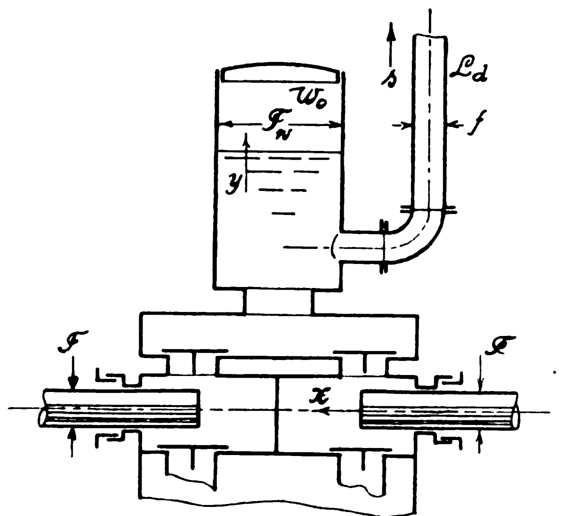


Abb. 4. Doppeltwirkende Kolbenpumpe mit Windkessel und Druckleitung.

lauf einer Zeit t verdrängte Wassermenge strömt teils in den Windkessel, teils direkt in die Druckleitung, so daß geschrieben werden kann:

$$F \cdot x = F_w \cdot (y - y_0) + f \cdot s, \tag{16}$$

in welcher Gleichung F die Kolbenfläche und x den Kolbenweg bedeutet. Mit Rücksicht auf die doppelte Wirkung der Pumpe und das Vorhandensein der Druckventile, welche ein Zurückströmen des Wassers in den Pumpenzylinder verhindern[12], muß für die Kolbengeschwindigkeit c geschrieben werden:

$$c = \frac{dx}{dt} = r \cdot \omega \left| \sin \omega t \right|$$

$$= \frac{2 r \omega}{\pi} \left[1 - \sum_1^\infty \frac{2 \cos 2 n \omega t}{(2n - 1)(2n + 1)} \right],$$

worin r den Kurbelradius, ω die konstant gedachte Winkelgeschwindigkeit am Kurbelkreis bezeichnen soll. Da die Reihe konvergiert, ergibt sich:

$$x = \frac{2 r \omega}{\pi} \cdot \int_0^t \left[1 - \sum_1^\infty \frac{2 \cos 2 n \omega t}{(2n - 1)(2n + 1)} \right] dt$$

$$= \frac{2r}{\pi} \left[\omega t - \sum_1^\infty \frac{2 \sin 2 n \omega t}{(2n - 1)\, 2n\, (2n + 1)} \right]$$

[12]) Berg setzt S. 85 für $x = r(1 - \cos \omega t)$, wodurch die Funktion der Druckventile ausgeschaltet, also lediglich eine Pumpe ohne Druckventile behandelt erscheint.

und wird somit nach Gl. (16)

$$\left. \begin{aligned} y &= \frac{F}{F_w} \cdot \frac{2}{\pi} \\ &\cdot r \left[\omega t - \sum_1^\infty \frac{2 \sin 2 n \omega t}{(2n - 1)\, 2n (2n + 1)} \right] - \frac{f}{F_w} \cdot s. \end{aligned} \right\} \tag{16'}$$

Die durch Kombination von (1) und (3) Abschnitt I zu gewinnende Gleichung

$$\frac{d^2 s}{d t^2} = \frac{g \cdot F_w \cdot h_0}{L \cdot W_0} \cdot y \tag{17}$$

welche auch für diesen Fall ihre Gültigkeit behält, ergibt nach Einsetzen des y aus (16') die Differentialgleichung der erzwungenen Schwingungen.

$$\frac{d^2 s}{d t^2} + \frac{g \cdot h_0 \cdot f}{L \cdot W_0} \cdot s = \frac{g \cdot h_0 \cdot F \cdot r}{L \cdot W_0}$$

$$\cdot \frac{2}{\pi} \left[\omega t - \sum_1^\infty \frac{2 \sin 2 n \omega t}{(2n - 1)\, 2n (2n + 1)} \right] + \frac{g \cdot h_0 \cdot F_w}{L \cdot W_0} \cdot y_0 .$$

Setzt man zur Vereinfachung

$$\left. \begin{aligned} \frac{g \cdot h_0 \cdot f}{L \cdot W_0} = q^2; \quad \frac{g \cdot h_0 \cdot F_w}{L \cdot W_0} \cdot y_0 = b \quad \text{und} \\ \frac{g \cdot h_0 \cdot F \cdot r}{L \cdot W_0} = a, \end{aligned} \right\} \tag{18}$$

so erhält man

$$\left. \begin{aligned} &\frac{d^2 s}{d t^2} + q^2 \cdot s \\ &= \frac{2a}{\pi} \left[\omega t - \sum_1^\infty \frac{2 \sin 2 n \omega t}{(2n - 1)\, 2n (2n + 1)} \right] + b. \end{aligned} \right\} \tag{19}$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung lautet:

$$s = C_1 \operatorname{sos} q t + C_2 \sin q t + \frac{b}{q^2}$$

$$+ \frac{2a}{\pi} \left[\frac{\omega t}{q^2} - \sum_1^\infty \frac{1}{q^2 - 4 n^2 \omega^2} \cdot \frac{2 \sin 2 n \omega t}{(2n - 1)\, 2n (2n + 1)} \right].$$

Zur Bestimmung der Konstanten benutzen wir die Anfangsbedingungen:[13])

$$t = 0, \begin{cases} s = 0 \\ \dfrac{ds}{dt} = 0 \end{cases}$$

und erhalten:

$$C_1 = - \frac{b}{q^2} = - \frac{F_w}{f} \cdot y_0 ;$$

[13]) Berg macht S. 86 zur Bestimmung der Konstanten die Voraussetzung

$h - h_0$ für $t = \frac{\pi}{\omega}$ ist gleich $h - h_0$ für $t = 0$,

$\frac{d(h - h_0)}{dt}$ für $t = \frac{\pi}{\omega}$ ist gleich $\frac{d(h - h_0)}{dt}$ für $t = 0$,

wodurch die Schwingungen in die Periode des Kolbenhubes gezwungen werden.

aus

$$\frac{ds}{dt} = - C_1 q \sin q t + C_2 q \cos q t$$

$$+ \frac{2a}{\pi}\left[\frac{\omega}{q^2} - \sum_1^\infty \frac{\omega}{q^2 - 4n^2\omega^2} \cdot \frac{2 \cos 2n\omega t}{(2n-1)(2n+1)}\right]$$

ergibt sich:

$$C_2 = \frac{2a}{\pi} \cdot \frac{\omega}{q}$$

$$\cdot \frac{1}{q^2}\left[\frac{2}{\omega^2}\sum_1^\infty \frac{q^2}{\left(\frac{q^2}{\omega^2} - 4n^2\right)(4n^2-1)} - 1\right].$$

Durch zweimaliges Differentieren der Lösung entsteht:

$$\frac{d^2 s}{dt^2} = - C_1 q^2 \cos q t - C_2 q^2 \sin q t$$

$$+ \frac{2a}{\pi}\sum_1^\infty \frac{4n^2}{\frac{q^2}{\omega^2} - 4n^2} \cdot \frac{2 \sin 2\omega t}{(2n-1)\, 2n\, (2n+1)}$$

und nach Gl. (3) Abschnitt I

$$\left.\begin{aligned} h - h_0 = \frac{L}{g}\Bigg[& - C_1 q^2 \cos q t - C_2 q^2 \sin q t \\ & + \frac{2a}{\pi}\sum_1^\infty \frac{4n^2}{\frac{q^2}{\omega^2} - 4n^2} \cdot \frac{2 \sin 2n\omega t}{(2n-1)\, 2n\, (2n+1)}\Bigg]. \end{aligned}\right\} \quad (20)$$

Zur Vereinfachung sollen die Größen:

$$\left.\begin{aligned} A &= C_1 q^2 \cdot \frac{L}{g} = - b \cdot \frac{L}{g} = - \frac{h_0 \cdot F_w \cdot y_0}{W_0}, \\ B &= \frac{\omega}{q}\left[\frac{2}{\omega^2}\sum_1^\infty \frac{q^2}{\left(\frac{q^2}{\omega^2} - 4n^2\right)(4n^2-1)} - 1\right], \\ C &= \frac{L}{g} \cdot \frac{2a}{\pi} = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{h_0 \cdot F \cdot r}{W_0} \end{aligned}\right\} \quad (21)$$

eingeführt werden, so daß dann

$$C_2 \cdot q^2 \cdot \frac{L}{g} = C \cdot B$$

wird.

Die Summe in der Konstanten B, in welcher wir $\frac{q}{\omega} = \alpha$ setzen wollen, läßt sich durch Entwicklung von Partialreihen in zwei Summen zerlegen

$$\sum = \sum_1^\infty \frac{1}{(\alpha^2 - 4n^2)(4n^2 - 1)}$$

$$= \frac{1}{2\alpha(\alpha^2 - 1)}\left[\sum_1^\infty \left(\frac{\alpha}{2n-1} - \frac{\alpha}{2n+1}\right) + 2\alpha \sum_1^\infty \frac{1}{\alpha^2 - 4n^2}\right]$$

$$= \frac{1}{2\alpha(\alpha^2-1)}\left[\sum\nolimits_1 + \sum\nolimits_2\right]$$

wie man sich durch Entwicklung leicht überzeugen kann, wird

$$\sum\nolimits_1 = \alpha,$$

der endliche Wert der Summe $\sum_2$ ergibt sich aus der Beziehung[14])

$$\pi z \operatorname{cotg} \pi z = 1 + 2z^2 \sum_1^\infty {}_\nu \frac{1}{z^2 - \nu^2};$$

und wird

$$\sum\nolimits_2 = \sum_1^\infty \frac{1}{\alpha^2 - 4n^2} = \frac{1}{2\alpha^2}\left(\frac{\pi\alpha}{2} \operatorname{cotg} \frac{\pi\alpha}{2} - 1\right).$$

Setzt man den nunmehr für die Summe $\sum$ gefundenen Wert in die Gleichung (21) für B ein, so findet man nach kurzer Umformung den einfachen endlichen Wert

$$B = \frac{\frac{\pi}{2} \operatorname{cotg} \frac{\pi}{2} \cdot \frac{q}{\omega}}{\frac{q^2}{\omega^2} - 1}. \quad (22)$$

Wir schreiben nun die Gl. (20) in der Form

$$\left.\begin{aligned} h - h_0 = & - A \cos q t - C B \sin q t \\ & + C \sum_1^\infty \frac{4n^2\omega^2}{q^2 - 4n^2\omega^2} \cdot \frac{2 \sin 2n\omega t}{(2n-1)\, 2n\, (2n+1)} \end{aligned}\right\} \quad (20')$$

und untersuchen zunächst einige charakteristische Fälle:

1. Fall für $\omega = 0$ wird

$$B = \frac{\omega}{q}\left[2 \sum \frac{q^2}{(q^2 - 4n^2\omega^2)(4n^2-1)} - 1\right] = 0,$$

ebenso in der Summe der Gl. (20')

$$\sin 2n\omega t = 0$$

und wir erhalten die unter I gefundene Gleichung der freien Eigenschwingungen im Windkessel mit anschließender Druckleitung

$$h - h_0 = - A \cos q t = \frac{h_0 F_w}{W_0} \cdot y_0 \cdot \cos q t,$$

2. Fall für $q = 0$ wird

[14]) Vgl. Knopp, Theorie und Anwendung unendlicher Reihen; Springer 1924 S. 204.



$B \sin q t =$

$$\left[2 \sum_1^\infty \frac{\frac{q}{\omega}}{\left(\frac{q^2}{\omega^2} - 4 n^2\right)(4 n^2 - 1)} - \frac{\omega}{q} \right] \cdot \sin q t$$

$$= (0 - \infty) \cdot 0,$$

wir berechnen die unbestimmte Form

$$- \frac{\sin q t}{\frac{q}{\omega}} \Bigg|_{q=0} = \frac{0}{0} = - \frac{t \cos q t}{\frac{1}{\omega}} \Bigg|_{q=0} = - \omega t$$

und erhalten statt Gl. (20′)

$$h - h_0 = - A + C \left[\omega t - \sum_1^\infty \frac{2 \sin 2 n \omega t}{(2n-1)\, 2n\, (2n+1)} \right]$$

$$= \frac{h_0 \cdot F_w}{W_0} \left(y_0 + \frac{F}{F_w} \cdot x \right).$$

Die Druckdifferenz ist aperiodisch geworden; die Kolben fördern Wasser in den Windkessel und erhöhen fortlaufend den dort herrschenden Druck, vorausgesetzt, daß die Stangenkräfte beliebig groß werden könnten. Dieser Fall tritt ein wenn nach Gl. (18)

$$L = \infty \text{ bzw. } f = 0$$

wird,

3. Fall

$$\frac{q}{\omega} = 2, 4, 6 \ldots 2n.$$

Für jeden dieser Werte wird eine höhere harmonische der Reihe in Gl. (20′) phasengleich mit dem zweiten Summanden der rechten Gleichungsseite (20′) und kommt mit diesem zur Resonanz. Setzt man $\frac{q}{\omega} = 2n = i$, so kann das i-te Glied der Reihe mit dem zweiten Summanden zusammen gezogen werden.

$$- C \cdot B \cdot \sin i \omega t + C \frac{i^2 \omega^2}{q^2 - i^2 \omega^2} \cdot \frac{2 \sin i \omega t}{(i-1)\, i\, (i+1)} \Bigg|_{\frac{q}{\omega} = i} =$$

$$= - 2 C \sin i \omega t \left[- \frac{1}{i} + \frac{i + i}{(i^2 - i^2)(i^2 - 1)} \right] = - \infty.$$

dieser Fall ergibt also Resonanz.

Zur Aufzeichnung der Kurven erscheint es vorteilhaft, die in Gl. (20′) enthaltene Reihe

$$\sum_1^\infty \frac{4 n^2 \omega^2}{q^2 - 4 n^2 \omega^2} \cdot \frac{2 \sin 2 n \omega t}{(2n-1)\, 2n\, (2n+1)} \qquad (23)$$

in endliche Form zu bringen. Durch Zerlegung in Partialreihen geht (23) in die Form

$$\sum_1^\infty \frac{1}{\alpha^2 - 1} \left[\frac{4n}{\alpha^2 - 4n^2} + \frac{4n}{4n^2 - 1} \right] \sin 2 n \omega t \qquad (24)$$

über, worin wie früher $\alpha = \frac{q}{\omega}$ sein soll.

Im Intervall π kann ihr endlicher Wert gefunden werden durch Entwicklung der bestimmten Integrale

$$\int_0^\pi \cos \left(\alpha \varphi + \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2} \alpha \right) \sin m \varphi \, d\varphi$$

$$= \frac{-m}{m^2 - \alpha^2} \left[(-1)^m + 1 \right] \cos \frac{\pi}{2} (\alpha + 1)$$

$$= \begin{cases} \frac{4n}{\alpha^2 - 4n^2} \cos \frac{\pi}{2} (\alpha + 1) & \text{für } m = 2n \\ 0 & \text{für } m = 2n - 1 \end{cases}$$

$$\int_0^\pi \cos \varphi \sin m \varphi \, d\varphi = \frac{m}{m^2 - 1} \left[(-1)^m + 1 \right]$$

$$= \begin{cases} \frac{4n}{4n^2 - 1} & \text{für } m = 2n \\ 0 & \text{für } m = 2n - 1 \end{cases}$$

durch Addition dieser beiden Gleichungen ergibt sich

$$\frac{1}{\alpha^2 - 1} \left[\frac{4n}{\alpha^2 - 4n^2} + \frac{4n}{4n^2 - 1} \right]$$

$$= \frac{2}{\pi} \int_0^\pi \frac{\pi}{2(\alpha^2 - 1)} \left[\cos \varphi + \frac{\cos \left(\alpha \varphi + \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2} \alpha \right)}{\cos \frac{\pi}{2} (\alpha + 1)} \right] \sin m \varphi \, d\varphi$$

$$= \frac{2}{\pi} \int_0^\pi f(\varphi) \sin m \varphi \, d\varphi = B_m,$$

der Koeffizient des m-ten Sinusgliedes einer Fourierschen Reihe, welche durch Entwicklung der nach π periodischen Funktion $f(\varphi)$ entsteht. Wie zu ersehen ist, enthält die Reihe nur die geraden Sinusglieder, da die Cosinusglieder wegen der schiefen Symmetrie $[f(\varphi) = - f(-\varphi)]$ der Funktion

$$f(\varphi) = f(\omega t) = \frac{\pi}{2(\alpha^2 - 1)} \left[\cos \omega t + \frac{\cos\left(\alpha \omega t + \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2}\alpha\right)}{\cos(\alpha + 1)\frac{\pi}{2}} \right]_{f(\omega t) = f[\omega(t + K\pi)]} \quad (25)$$

überhaupt verschwinden.

Nimmt man an, daß zur Zeit $t = 0$ noch keine Schwingungen vorhanden waren, also $y_0 = 0$[15]) ist, so kann Gl. (20') nach kurzer Umformung in die Form

$$h - h_0 = \frac{L}{g} \cdot \frac{F}{f} \cdot r \cdot \omega^2 \left\{ \underbrace{\frac{\operatorname{cotg} \frac{\pi}{2} \frac{q}{\omega}}{\frac{\omega^2}{q^2} - 1}}_{\mathfrak{A}} \sin qt + \underbrace{\frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{q^2}}}_{\mathfrak{B}} \cos \omega t + \underbrace{\frac{1}{\left(1 - \frac{\omega^2}{q^2}\right)\left[\cos \frac{\pi}{2}\left(\frac{q}{\omega} + 1\right)\right]}}_{\mathfrak{C}} \cdot \left[\cos\left(qt + \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2}\frac{q}{\omega}\right)\right]_{f(t) = f(t + K\pi)} \right\} \quad (26)$$

gebracht werden. Der Ausdruck in der geschlungenen Klammer, der den Beschleunigungsdruck einer Pumpe, für welche $\frac{L}{g} \cdot \frac{F}{f} \cdot r\omega^2 = 1$ ist, darstellt, wurde in Tafel I bis III Nr. 1 bis 23 graphisch untersucht.

Die Funktion $f(\omega t)$ Gl. (25) ergibt zwei nach π/ω periodische unstetige Kurven deren Summenkurve aber eine zwanglos zusammenhängende Schwingung ist, die beim Intervallende überdies eine gemeinsame Übergangstangente besitzt. Dieser Impulsschwingung ist die nach π/q periodische Eigenschwingung[16]) überlagert, welche durch den ersten Summanden der rechten Gleichungsseite Gl. (26) beschrieben ist. Die Form der Gesamtschwingung hängt daher wesentlich von der Art der Überlagerung, also vom Anfangszustand (y_0) ab. Die Koeffizienten der Gl. (26)

$$\mathfrak{A} = \frac{\operatorname{cotg} \frac{\pi}{2} \frac{q}{\omega}}{\frac{\omega^2}{q^2} - 1}, \qquad \mathfrak{B} = \frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{q^2}},$$

$$\mathfrak{C} = \frac{1}{\left(1 - \frac{\omega^2}{q^2}\right)\left[\cos \frac{\pi}{2}\left(\frac{q}{\omega} + 1\right)\right]}$$

sind in nachfolgender Tabelle, sowie graphisch in Abb. 5 für verschiedene Werte von q/ω zusammengestellt.

Tabelle 1.

$\frac{q}{\omega}$	$\mathfrak{A}$	$\mathfrak{B}$	$\mathfrak{C}$
0·25	+0·162	−0·067	+0·174
0·5	+0·333	−0·333	+0·471
0·75	+0·533	−1·287	+1·383
1·0	+0·785	∓∞	±∞
1·25	+1·150	+2·778	−3·006
1·5	+1·800	+1·800	−2·545
1·75	+3·586	+1·485	−3·880
2·0	∞	+1·333	∞
2·25	−3·006	+1·245	+3·250
2·5	−1·190	+1·190	+1·680
2·75	−0·477	+1·152	+1·249
3·0	0	+1·126	+1·126
3·25	+0·447	+1·104	+1·195
3·5	+1·089	+1·089	+1·580
3·75	+2·597	+1·076	+2·805
4·0	∞	+1·067	∞
4·25	−2·555	+1·058	−2·760
4·5	−1·051	+1·051	−1·465
4·75	−0·433	+1·046	−1·135
5·0	0	+1·042	−1·042
5·25	+0·430	+1·037	−1·125
5·5	+1·034	+1·034	−1·465
5·75	+2·489	+1·031	−2·700
6·0	∞	+1·028	∞
6·5	−1·024	+1·024	+1·465
7·0	0	+1·020	+1·020
7·5	+1·018	+1·018	+1·440
8·0	∞	+1·013	∞
8·5	−1·012	+1·012	−1·435
9·0	0	+1·011	−1·011
9·5	+1·011	+1·011	−1·430
10·0	∞	+1·010	∞

Am geringsten sind demnach die Druckschwankungen für Werte von q/ω in der Nähe der ganzen ungeraden Zahlen. Besonders vorteilhaft sind Werte $0 > \frac{q}{\omega} > 0 \cdot 5$, das sind die Fälle sehr langer Druckleitungen. Für die ganzen geraden Werte von q/ω ergibt sich Resonanz. Praktisch genügt infolgedessen eine Kontrolle des Wertes q/ω, den man durch Änderung des Windkessel-Inhaltes oder der Leitungslänge immer außerhalb des ungünstigen Bereiches bringen kann. Besonders sollen noch die Verhältnisse für 3 charakteristische Werte von q/ω untersucht werden.

4. Fall: $\frac{q}{\omega} = 0$

a) $\omega = \infty$

kommt praktisch nicht in Frage.

[15]) nach Berg, S. 87 muß für eine doppeltwirkende Pumpe y_0 überhaupt gleich 0 sein. Dies erklärt sich durch unsere in Fußnote 13 gemachte Bemerkung.

[16]) Berg erhält S. 94, 95 überhaupt nur nach π/ω periodische Schwingungen. Vgl. Fußnote 13.

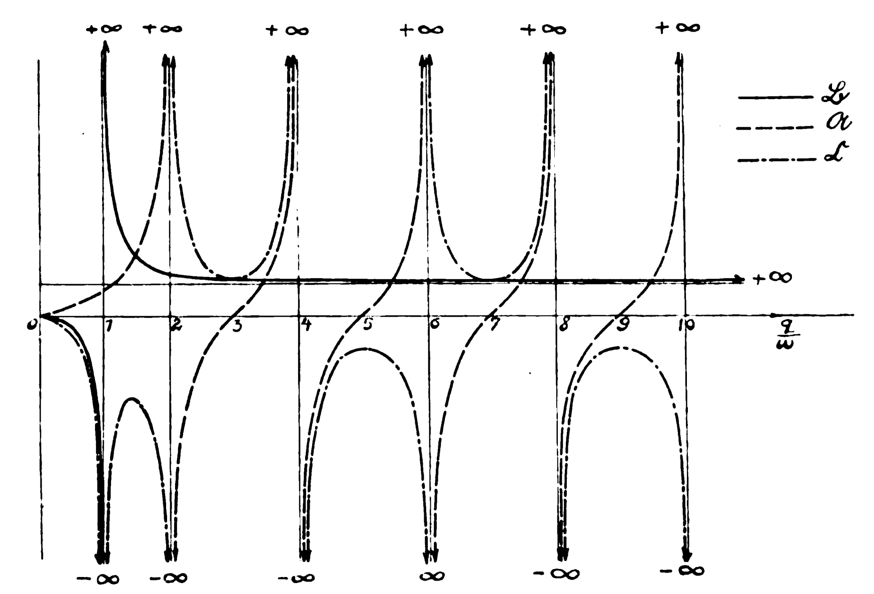


Abb. 5. Graphische Darstellung der Beiwerte in Gleichung (26).

b) $q = 0$

dieser Fall wurde bereits oben behandelt.

5. Fall: $\frac{q}{\omega} = 1, \; y_0 = 0$

nach Gl. (26) erhält man

$$h - h_0 = \frac{L \cdot F}{g \cdot f} \cdot r\,\omega^2$$

$$\cdot \frac{1}{1-1}\left[\operatorname{cotg}\frac{\pi}{2}\sin q t - \left(\cos q t + \frac{\cos q t}{-1}\right)_{f(t) = f(t + K\pi)}\right]$$

$$= \frac{0}{0}.$$

Nach Bestimmung der unbestimmten Form.

$$\left|\frac{\operatorname{cotg}\frac{\pi}{2}\frac{q}{\omega}}{\frac{\omega^2}{q^2} - 1}\right|_{q=\omega} = \left|\frac{-\frac{1}{\sin^2\frac{\pi}{2}\frac{q}{\omega}}}{-2\frac{\omega^3}{q^3}}\right|_{q=\omega} = \frac{\pi}{4}$$

ergibt sich

$$h - h_0 = \frac{L}{g} \cdot \frac{F}{f} \cdot r\,\omega^2 \frac{\pi}{4} \sin q t,$$

eine einfache Sinusschwingung. Für $y_0 \neq 0$ würde aus

$$h - h_0 = \frac{h_0 F_w}{W_0} \cdot y_0 \cos q t + \frac{L}{g} \cdot \frac{F}{f} \cdot r\,\omega^2 \frac{\pi}{4} \sin q t$$

eine Phasenverschiebung und Amplitudenänderung folgen.

6. Fall: $\frac{q}{\omega} = \infty$

a) $\omega = 0$

bereits oben besprochen.

b) $q = \infty$

Aus Gl. (26) folgt

$$h - h_0 = \frac{L}{g} \cdot \frac{F}{f} \cdot r\,\omega^2 \left[\cos \omega t\right]_{f(t) = f(t + k\pi)}$$

$$= \frac{L}{g} \cdot \frac{F}{f} \cdot r\,\omega^2 \cdot \frac{2}{\pi} \sum_{1}^{\infty} \frac{4n}{4n^2 - 1} \sin 2n\omega t$$

$q = \infty$ würde z. B. eintreten, wenn $W_0 = 0$, also kein Windkessel vorhanden wäre. Tatsächlich kann aber W_0 infolge der Flüssigkeits- und Wandelastizität (vgl. Gl. 13 Abschn. IV) nicht 0 werden, so daß der in Abb. 6 dargestellten Kurve immer

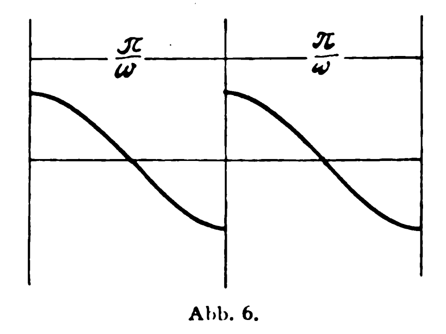


Abb. 6.

die elastischen Eigenschwingungen überlagert sein werden[17]). Die Elastizität läßt sich auf Grund der folgenden Überlagerung näherungsweise in unseren Gleichungen berücksichtigen:

[17]) Vgl. Gramberg, a. a. O., Versuch Nr. VI, S. 845. Dort spielen allerdings der große Windkessel und der im Druckventilkasten vorhandene Luftsack ebenfalls eine Rolle.

Statt Gl. (16) setzen wir

$$y = y_0 + \frac{F}{F_w} x - \frac{f}{F_w} \cdot s - \frac{f}{F_w} (\lambda - \lambda_0)$$

$$= y_0 + \frac{F}{F_w} x - \frac{f}{F_w} \cdot s - \frac{f}{F_w} \cdot \frac{h - h_0}{h_0} \cdot \lambda_0 .$$

Unter Berücksichtigung von Gl. (1) Abschn. I ergibt sich

$$y = \frac{1}{1 + \frac{f \lambda_0}{W_0}} \cdot \left(y_0 + \frac{F}{F_w} \cdot x - \frac{f}{F_w} \cdot s \right)$$

durch Einsetzen dieses Wertes in Gl. (17) erhalten wir:

$$\frac{d^2 s}{d t^2} + \frac{g \cdot h_0 \cdot f}{L(W_0 + f \cdot \lambda_0)} \cdot s = \frac{g \cdot h_0 \cdot F \cdot r}{L(W_0 + f \cdot \lambda_0)}$$

$$\cdot \frac{2}{\pi} \left(\omega t - \sum_1^\infty \frac{2 \sin 2 n \omega t}{(2n-1) 2n (2n+1)} \right)$$

$$+ \frac{g \cdot h_0 F_w}{L(W_0 + f \cdot \lambda_0)} \cdot y_0 .$$

Diese Differentialgleichung hat aber den gleichen Aufbau wie Gl. (19) und bleiben daher alle gefundenen Ergebnisse aufrecht, wenn nur an Stelle W_0

$$W_0' = W_0 + f \cdot \lambda_0 \tag{27}$$

gesetzt wird.

VII. Die Schwingungen in der Druckleitung einer einfach wirkenden Kolbenpumpe.

Für die Kolbengeschwindigkeit haben wir mit Rücksicht auf das Druckventil zu schreiben

$$c = \frac{d x}{d t} = \frac{r \cdot \omega}{\pi} \left[\frac{\pi}{2} \sin \omega t + 1 - \sum_1^\infty \frac{2 \cos 2 n \omega t}{(2n-1)(2n+1)} \right] .$$

Wir nehmen die Amplituden halb so groß wie bei der doppeltwirkenden Pumpe und überlagern eine Sinuslinie, welche die Ausschläge zwischen 0 bis $\frac{\pi}{\omega}$, $\frac{2\pi}{\omega}$ bis $\frac{3\pi}{\omega}$ usw. ergänzt und zwischen $\frac{\pi}{\omega}$ bis $\frac{2\pi}{\omega}$, $\frac{3\pi}{\omega}$ bis $\frac{4\pi}{\omega}$ usw. auslöscht.[18]) Daraus ergibt sich:

$$x = \frac{r \omega}{\pi} \int_0^t \left(\frac{\pi}{2} \sin \omega t + 1 - \sum_1^\infty \frac{2 \cos 2 n \omega t}{(2n-1)(2n+1)} \right)$$

$$= \frac{r}{\pi} \left[\omega t + \frac{\pi}{2} (1 - \cos \omega t) - \sum_1^\infty \frac{2 \sin 2 n \omega t}{(2n-1) 2n (2n+1)} \right] .$$

[18]) H. Lorenz a. a. O., S. 227.

Mit Gl. (16) und Gl. (17) erhält man unter Beibehaltung der Konstanten a, b und q (Gl. 18) die Differentialgleichung

$$\left.\begin{aligned} \frac{d^2 s}{d t^2} + q^2 s = \frac{a}{\pi} \Big[\omega t + \frac{\pi}{2} (1 - \cos \omega t) \\ - \sum_1^\infty \frac{2 \sin 2 n \omega t}{(2n-1) 2n (2n+1)} \Big] + b \end{aligned}\right\} \tag{28}$$

deren Lösung

$$s = C_1 \cos q t + C_2 \sin q t + \frac{b}{q^2} + \frac{a}{\pi} \left[\frac{\omega t}{q^2} + \frac{\pi}{2} \left(\frac{1}{q^2} - \frac{1}{q^2 - \omega^2} \right) \cos \omega t - \sum_1^\infty \frac{1}{q^2 - 4 n^2 \omega^2} \cdot \frac{2 \sin 2 n \omega t}{(2n-1) 2n (2n+1)} \right]$$

lautet. Aus den Anfangsbedingungen

$$t = 0, \begin{cases} s = 0 \\ \frac{ds}{dt} = 0 \end{cases}$$

bestimmen sich die Konstanten

$$C_1 = - \frac{b}{q^2} - \frac{a}{2} \left(\frac{1}{q^2} - \frac{1}{q^2 - \omega^2} \right)$$

und

$$C_2 = \frac{a}{\pi} \cdot \frac{\omega}{q} \cdot \frac{1}{q^2} \left(\frac{2}{\omega^2} \sum_1^\infty \frac{1}{\left(\frac{q^2}{\omega^2} - 4 n^2 \right) (4 n^2 - 1)} - 1 \right)$$

durch zweimaliges Differentiieren ergibt sich mit Gl. (3) Abschn. I

$$\left.\begin{aligned} h - h_0 = - C_1 q^2 \cos q t - C_2 q^2 \sin q t \\ + \frac{a}{\pi} \sum_1^\infty \frac{4 n^2}{\frac{q^2}{\omega^2} - 4 n^2} \cdot \frac{2 \sin 2 n \omega t}{(2n-1) 2n (2n+1)} \\ + \frac{a}{2} \cdot \frac{\omega^2}{q^2 - \omega^2} \cos \omega t . \end{aligned}\right\} \tag{29}$$

Setzt man hierin zur Vereinfachung

$$A_I = - \frac{h_0 F_\omega}{W_0} \cdot y_0 + \frac{h_0 F}{W_0} \cdot \frac{r}{2} \cdot \frac{q^2 - \omega^2}{\omega^2}$$

$$B = \frac{\omega}{q} \left[\frac{2}{\omega^2} \sum_1^\infty \frac{q^2}{\left(\frac{q^2}{\omega^2} - 4 n^2 \right) (4 n^2 - 1)} - 1 \right]$$

$$= \frac{\frac{\pi}{2} \operatorname{cotg} \frac{\pi}{2} \frac{q}{\omega}}{\frac{q^2}{\omega^2} - 1}$$

$$C_I = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{h_0 F}{W_0} \cdot r = \tfrac{1}{2} C .$$

$$D = \frac{a}{2} \cdot \frac{L}{g} \cdot \frac{\omega^2}{q^2 - \omega^2} = \tfrac{1}{2} \cdot \frac{h_0 F \cdot r}{W_0} \cdot \frac{\omega^2}{q^2 - \omega^2}$$

so ergibt sich Gl. (29) in der Form:

$$\left.\begin{aligned} h - h_0 &= - A_I \cos q t - C_I B \sin q t \\ &+ C_I \sum_1^{\infty} \frac{4 n^2 \omega^2}{q^2 - 4 n^2 \omega^2} \cdot \frac{2 \sin 2 n \omega t}{(2n - 1) 2n (2n + 1)} \\ &+ D \cos \omega t \end{aligned}\right\} (29')$$

Zunächst sollen nun wieder einige charakteristische Fälle untersucht werden.

1. Fall: $\omega = 0$; wie früher wird $B = 0$, und

$$A_I = A = - \frac{h_0 \cdot F_\omega}{W_0} \cdot y_0 .$$

Aus Gl. (29′) entsteht die in Abschn. I hergeleitete Gleichung der freien Eigenschwingungen im Windkessel mit anschließender Druckleitung.

$$h - h_0 = - \frac{h_0 F_\omega}{W_0} \cdot y_0 \cdot \cos q t .$$

2. Fall: $q = 0$. Es wird wie in Abschn. VI. Fall 2

$$B \cdot \sin q t = - \omega t$$

$$A = - \frac{h_0 F_\omega}{W_0} \cdot y_0 - \frac{h_0 \cdot F \cdot r}{2 W_0}$$

$$D = - \frac{h_0 \cdot F \cdot r}{2 W_0}$$

und man erhält aus Gl. (29′)

$$\begin{aligned} h - h_0 &= \frac{h_0 F_\omega}{W_0} \cdot y_0 + \frac{h_0 \cdot F}{W_0} \cdot \frac{r}{\pi} \Big[\omega t \\ &+ \frac{\pi}{2} (1 - \cos \omega t) - \sum_1^{\infty} \frac{2 \sin 2 n \omega t}{(2n - 1) 2n (2n + 1)} \Big] \\ &= \frac{h_0}{W_0} \cdot F_w \cdot \left(y_0 + \frac{F}{F_w} \cdot x \right) . \end{aligned}$$

Hierzu gilt das in Abschnitt VI zu Fall 2 gesagte.

3. Fall:

$$\frac{\omega}{q} = 2, 4, 6 \ldots . 2n .$$

Für jeden dieser Werte wird eine höhere harmonische mit dem 2. Summanden der rechten Gleichungsseite, Gl. (29′) phasengleich und gelangt mit diesem zur Resonanz. Der Nachweis kann wie in Abschn. VI, Fall 3 geführt werden.

Zur Aufzeichnung der Kurven empfiehlt sich wieder eine weitere Umformung der Gl. (29′). Unter Berücksichtigung der Beziehung

$$\frac{h_0}{W_0} = \frac{L \cdot q^2}{g \cdot f}$$

erhält man nach Einführung der Größen[19])

$$\mathfrak{A} = \frac{\operatorname{cotg} \frac{\pi}{2} \frac{q}{\omega}}{\frac{\omega^2}{q^2} - 1}$$

$$\mathfrak{B} = \frac{1}{1 - \frac{\omega^2}{q^2}}$$

$$\mathfrak{C} = \frac{1}{\left[\cos \frac{\pi}{2} \left(\frac{q}{\omega} + 1 \right) \right] \left(\frac{\omega^2}{q^2} - 1 \right)}$$

und Entwicklung der Reihe wie in Abschn. VI für $y_0 = 0$

$$\left.\begin{aligned} h - h_0 &= \frac{L}{g} \cdot \frac{F}{f} \cdot r \omega^2 \Big\{ - \frac{\mathfrak{B}}{2} \cos q t \\ &+ \frac{\mathfrak{A}}{2} \sin q t + \Big[\frac{\mathfrak{B}}{2} \cos \omega t \\ &+ \frac{\mathfrak{C}}{2} \cos \left(q t + \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2} \frac{q}{\omega} \right) \Big]_{f(t) = f(t + k\pi)} \\ &+ \frac{\mathfrak{B}}{2} \cos \omega t \Big\} . \end{aligned}\right| (30)$$

Der Ausdruck in der geschlungenen Klammer stellt wieder den Beschleunigungsdruck für eine Pumpe, für welche $\frac{L}{g} \cdot \frac{F}{f} \cdot r \cdot \omega^2 = 1$ ist, dar.

Da nach unserer Annahme der Kolbengeschwindigkeit die Kolbenbewegung mit einem Druckhub beginnt und somit im Intervall 0 bis $\frac{\pi}{\omega}$ kein Unterschied zwischen den Druckschwingungen der einfachen und doppeltwirkenden Pumpe bestehen kann, müssen die Gleichungen (30) und (26 Abschn. VI) in diesem Intervalle identische Summenkurven liefern. Tatsächlich wird

$$\mathfrak{A} \cdot \sin q t + \mathfrak{B} \cdot \cos q t = \sqrt{\mathfrak{A}^2 + \mathfrak{B}^2} \cdot \sin (q t + \varepsilon)$$

und ergibt sich mit

$$\varepsilon = \operatorname{arccotg} \frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{B}} .$$

$$\begin{aligned} \mathfrak{A} \sin q t + \mathfrak{B} \cos q t &= - \mathfrak{C} \cdot \sin \left(q t - \frac{\pi}{2} \frac{q}{\omega} \right) \\ &= - \mathfrak{C} \cos \left(q t + \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2} \frac{q}{\omega} \right) \end{aligned}$$

die Gleichung (30) kann jetzt in der Form

$$\left.\begin{aligned} h - h_0 &= \frac{L}{g} \cdot \frac{F}{f} \cdot r \cdot \omega^2 \Big\{ \mathfrak{A} \sin q t + \frac{\mathfrak{B}}{2} \cos \omega t \\ &+ \frac{\mathfrak{C}}{2} \cos \left(q t + \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2} \frac{q}{\omega} \right) + \Big[\frac{\mathfrak{B}}{2} \cos \omega t \\ &+ \frac{\mathfrak{C}}{2} \cos \left(q t + \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2} \frac{q}{\omega} \right) \Big]_{f(t) = f(t + k \cdot \pi)} \Big\} \end{aligned}\right\} (30')$$

geschrieben werden.

[19]) Aus der Tabelle 1 zu entnehmen.

Das durchlaufende zweite und das nach π/ω periodische vierte Glied der rechten Gleichungsseite (Gl. 30′) ergänzen sich in den Intervallen $\left[0,\ (2k-1)\frac{\pi}{\omega}\right]$ zu dem zweiten Gliede der Gl. (26 Abschnitt VI), während sie sich in den Intervallen $\left[(2k-1)\frac{\pi}{\omega},\ 2k\frac{\pi}{\omega}\right]$ gegenseitig auslöschen. Im Intervall $\left[0, \frac{\pi}{\omega}\right]$ addieren sich überdies das dritte und fünfte Glied der Gl. (30′), so daß diese im ersten Intervall mit Gl. (26) identisch wird. Während des Saughubes finden die in Abschn. I behandelten Eigenschwingungen statt, welchen durch die während des Druckhubes vorausgegangenen erzwungenen Schwingungen die jeweiligen Anfangsbedingungen aufgedrückt werden.

In Tafel IV, Nr. 24 u. 25 sind Beispiele solcher Schwingungen dargestellt.

Besonders untersucht sollen noch folgende Fälle werden:

4. Fall:

$$\frac{q}{\omega} = 3, 5, 7 \ldots\ldots (2n-1) > 1 .$$

Wie aus Tafel I und III für die doppeltwirkende Pumpe zu ersehen ist, ergeben sich für diese Fälle bezüglich der Abszissenachse schief symmetrische Druckkurven, für welche im Punkte $t = \frac{\pi}{\omega}$ sowohl $h - h_0$ als auch $\frac{d(h-h_0)}{dt}$ gleich 0 wird. Überdies ist im Momente des Hubwechsels auch keine Bewegungsenergie vorhanden, weil sich die algebraische Flächensumme von 0 bis π/ω gleich 0 ergibt. Somit ist zu diesem Zeitpunkt die Wassersäule in der Mittellage im Gleichgewicht und finden während des Saughubes keine Eigenschwingungen statt.

5. Fall: $\frac{q}{\omega} = 1$.

Nach der Tabelle 1 wird $\mathfrak{B} = +\infty$ und $\mathfrak{C} = -\infty$, da sich aber die $\mathfrak{B}$-Glieder der Gl. (30′) in den Intervallen $\left[(2k = 1)\frac{\pi}{\omega},\ 2k\frac{\pi}{\omega}\right]$ gegenseitig aufheben, tritt in diesen Intervallen Resonanz ein.

VIII. Vergleich mit den Versuchen von Gramberg.

Gramberg untersucht eine Differentialkolbenpumpe, welche ein Durchmesserverhältnis des Differentialplungers $\frac{D}{d} = \frac{215}{152} \sim \sqrt{2}$ aufweist und demnach wie eine doppeltwirkende Kolbenpumpe mit einer Kolbenfläche $(D^2 - d^2)\frac{\pi}{4}$ behandelt werden kann. Die Pumpe[20]) ist mit einer Windhaube (Luftinhalt W_{0_1}) versehen und fördert durch eine 7,5 m lange Zwischenleitung von 100 mm Lichtweite in einen großen Windkessel (Luftinhalt W_{0_2}). Von diesem wird das Wasser durch eine 42,9 m lange Druckleitung von 100 mm Lichtweite in einen Hochbehälter gedrückt. In Anbetracht des bedeutenden Luftinhaltes des großen Windkessels, dessen Einfluß wir nach Abschn. V berücksichtigen können, finden die Schwingungen nur in der Zwischenleitung statt. Falls aber der große Windkessel luftleer gemacht wird, ist die gesamte Rohrlänge in Rechnung zu stellen. Nach den Angaben von Gramberg ist die reduzierte Länge der Zwischenleitung $L = 7{,}6$ m und der Querschnitt derselben $f = 0{,}0078$ m^2.

Der mittlere Druck in der Windhaube beträgt $h_0 = 45$ m für Stillstand der Pumpe. Im Betrieb steigt h_0 infolge Anwachsens der hydraulischen Verluste mit der Tourenzahl n, und zwar um 1 %, 4,5 % und 9 % bei 20, 60 und 100 Umdr/min. Mit Hilfe dieser Werte legen wir uns eine Korrekturkurve Abb. 7 an, aus welcher dann h_0 für jede Tourenzahl entnommen werden kann.

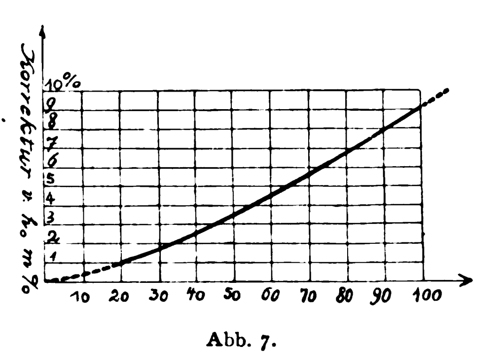


Abb. 7.

Zunächst untersucht Gramberg die Pumpe bei einem Luftinhalt der Windhaube $W_{0_1} \sim 0{,}004$ m^3 für 40 verschiedene Tourenzahlen zwischen 27,3 und 80,6 Umdrehungen pro Minute. Die Kurven sind im Pumpenraum aufgenommen, die Tourenzahl wächst während des Versuches. Die so aufgenommenen Indikatordiagramme (Gramberg Abb. 10) beweisen die von uns abgeleiteten Resonanzbedingungen.

Nach Abschnitt IV ist die Flüssigkeits- und Rohrelastizität näherungsweise wie ein parallelgeschalteter Windkessel von Luftinhalt $\lambda_0 f$ zu behandeln. Im vorliegenden Falle ist sowohl W_{0_1} als auch W_{0_2} um $\lambda_0 f$ zu vermehren.

Für $L = 1$ m und $h_0 = 10$ m ist $\lambda_0 = 10^{-4}$ m.

[20]) Die Abbildungen der Grambergschen Arbeit, werden hier nicht wiederholt, können aber in der unter Fußnote 1 angeführten Zeitschrift nachgesehen werden.



Bestimmt man h_0 nach Abb. 7 mit einer mittleren Korrektur von 4 %, die in Anbetracht der Kleinheit von λ_0 vollkommen ausreicht, so wird mit $h_0 = 46,8$ und $L = 7,6$

$$\lambda_0 = 4,68 \cdot 7,6 \cdot 10^{-4} = 0,0035 \text{ m}$$

und

$$f \cdot \lambda_0 = 0,0035 \cdot 0,0078 = 0,000027 \text{ m}^3.$$

In der Grambergschen Abb. 11 ist auf einen Luftsack unter dem Deckel des Druckventilkastens hingewiesen. Da die Größe dieses Luftsackes aber nicht angegeben ist, versuchen wir denselben an Hand des Grambergschen Versuches Nr. VI $\left(W_{0_1} = 0,\ W_{0_2} = 0,930 \text{ m}^3\right)$ zu schätzen, wobei wir denselben wie einen zur Windhaube parallel geschalteten Windkessel (Luftinhalt W_{0_l}) behandeln wollen. Aus der mittleren Schwingungszeit $t_s = 0,094$ sec folgt

$$q = \frac{2\pi}{t_s} \doteq 66; \text{ für } n = 60$$

wird

$$\omega = \frac{\pi}{30} \cdot 60 = 6,28, \text{ also } \frac{q}{\omega} \doteq 10,6,$$

welcher Wert den vorhandenen 5 Schwingungen pro Hub entspricht. Aus

$$q = \sqrt{\frac{g \cdot f h_0}{L \cdot W_0}}$$

erhalten wir

$$\frac{1}{W_0} = \frac{q^2 L}{g \cdot f \cdot h_0} = \frac{4300 \cdot 7,6}{9,81 \cdot 0,0078 \cdot 47} \doteq 9100$$

schließlich rechnet sich aus

$$\frac{1}{W_0} = \frac{1}{\underbrace{W_{0_1}}_{0} + W_{0_l} + \lambda_0 f} + \frac{1}{W_{0_2} + \lambda_0 f}$$

$$= \frac{1}{W_{0_l} + 0,000027} + \frac{1}{0,930 + 0,000027}$$

das gesuchte $\quad W_{0_l} \doteq 0,0001 \text{ m}^3$

Man ersieht aus dieser Rechnung gleichzeitig den außerordentlich geringen Einfluß des großen Windkessels auf die Schwingungen, deren Schwingungsdauer hauptsächlich durch die Elastizität und den Luftsack bestimmt ist. Der Luftinhalt des großen Windkessels allein müßte zu $t_s \doteq 0,69$ sec. also einer etwa 7,6 mal so großen Schwingungszeit führen. Der Einfluß von Luftsack und Flüssigkeits- und Wandelastizität fällt aber nur bei sehr kleinem Luftinhalt W_{0_1}, also z. B. bei ganz luftleerer Windhaube ins Gewicht und kann sonst vernachlässigt werden. Im folgenden sollen nun einige Versuche von Gramberg zum Vergleich herangezogen werden.

Versuch Nr. IV:

$W_{0_1} \sim 0,002 \text{ m}^3$, $W_{0_2} = 0,93 \text{ m}^3$, $n = 40$ U/min.

Gramberg erhält eine mittlere Schwingungszeit $t_s = 0,412$; daraus bestimmt sich

$$q = \frac{2\pi}{0,412} = 15,3,$$

nach Abschn. V rechnen wir

$$q = \sqrt{\frac{g \cdot f \cdot h_0}{L}\left(\frac{1}{W_{0_1}} + \frac{1}{W_{0_2}}\right)}$$

$$= \sqrt{\frac{9,81 \cdot 0,0078 \cdot 46,1}{7,6} \cdot \left(\frac{1}{0,001} + \frac{1}{0,930}\right)}$$

$$= 15,3.$$

Somit wird

$$\frac{q}{\omega} = \frac{15,3}{4,2} = 3,65.$$

In Tafel IV, Nr. 26 wurde für dieses Verhältnis nach unserer Theorie die Druckschwankung mit kleinerem Ordinatenmaßstab als in den vorhergehenden Tafeln, gezeichnet. Die Übereinstimmung mit der Grambergschen Versuchskurve ist befriedigend.

Versuch Nr. V:

$W_{0_1} \sim 0,001 \text{ m}^3$, $W_{0_2} = 0,93 \text{ m}^3$, $n = 40$ U/min.

Aus der von Gramberg bestimmten mittleren Schwingungszeit $t_s = 0,309$ ergibt sich

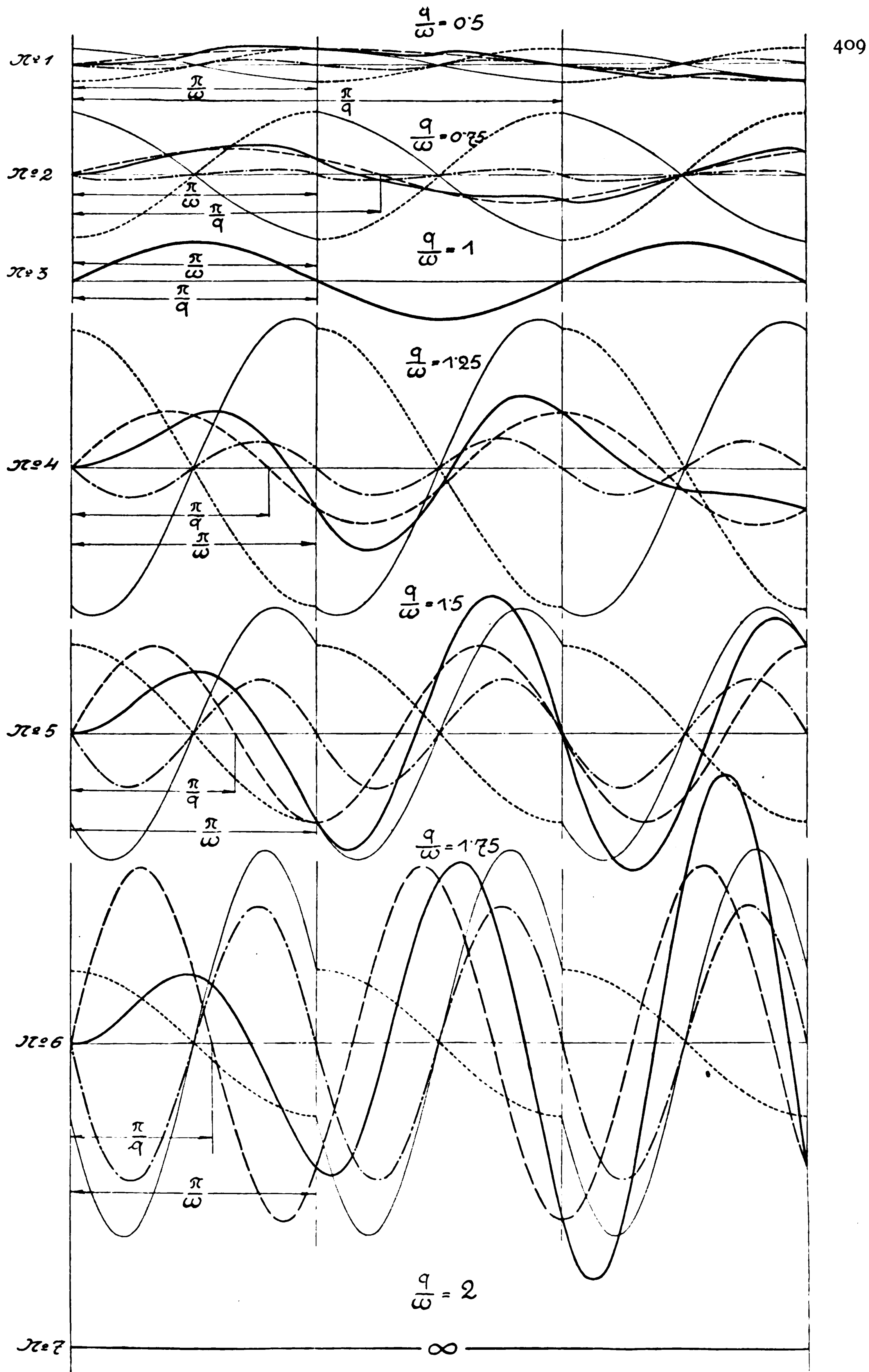
$$q = \frac{2\pi}{0,309} = 20,3.$$

Durch Rechnung ergibt sich $q = 21,6$ und

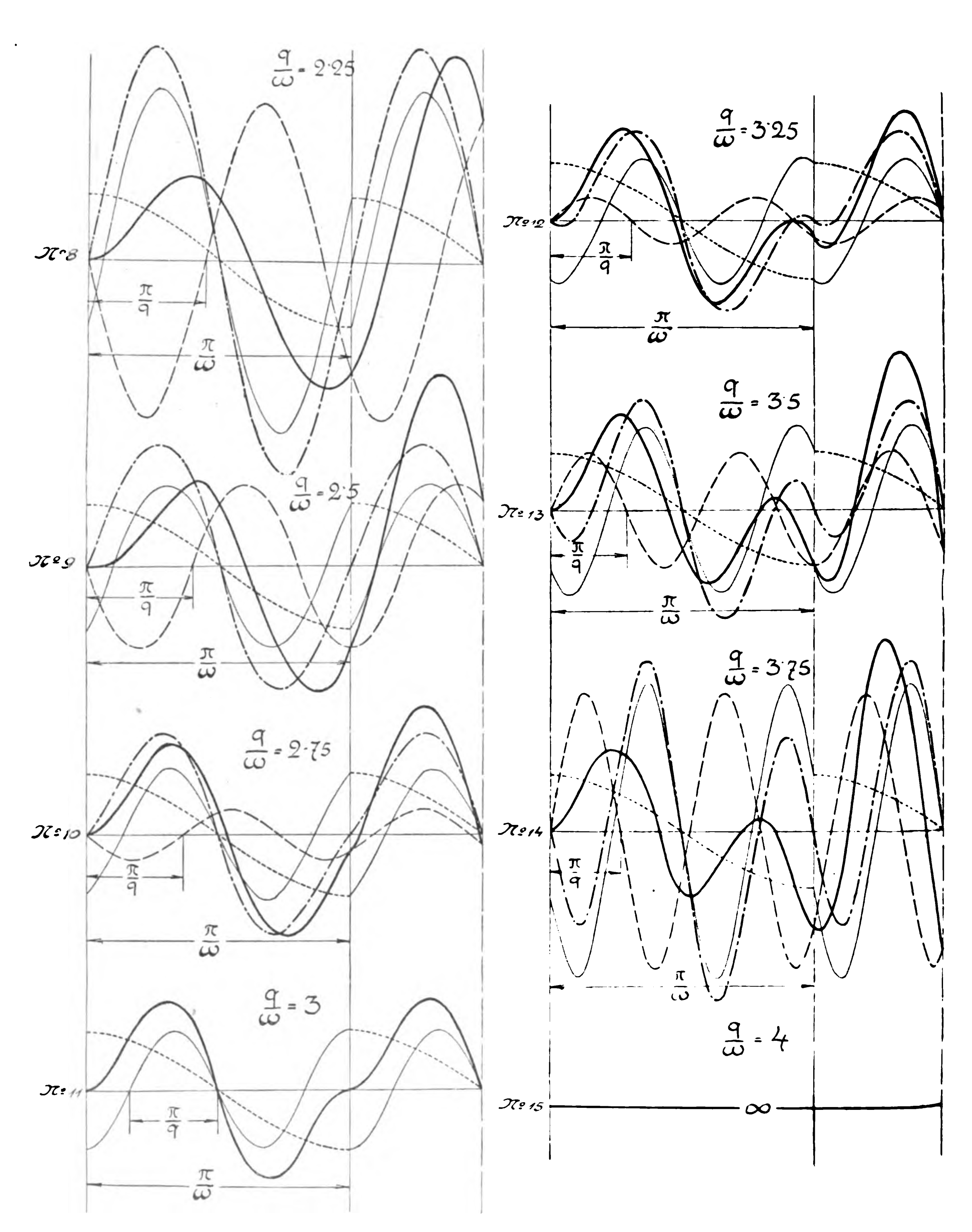
$$\frac{q}{\omega} = \frac{4,2}{21,6} \doteq 5,2.$$

Die für dieses Verhältnis von q/ω in Tafel IV, Nr. 27 dargestellte Kurve stimmt im Aussehen mit der von Gramberg aufgenommenen überein. Allerdings sind in letzterer die vom Stufenkolben erzeugten Schwingungen deutlich größer. Gramberg erklärt dies durch die endliche Schubstangenlänge. Ihr Einfluß muß sich gerade in diesem Falle so deutlich zeigen, weil in der Nähe der ungeraden ganzen Werte von q/ω die Schwingungen am Hubende abklingen und keine Schwingungsenergie vorhanden ist[21]), so daß die Schwingungen im folgenden Hub nur unter dem Einfluß der neuerlichen Kolbenbewegung entstehen. Freilich wirkt auch die gegenseitige Überlagerung der durchlaufenden und periodischen Kurven, d. h.

[21]) Vergleiche die Tafeln I bis IV, sowie das bei der einfach wirkenden Pumpe zu Fall 4: $\frac{q}{\omega} = (2n - 1) > 1$ erwähnte.

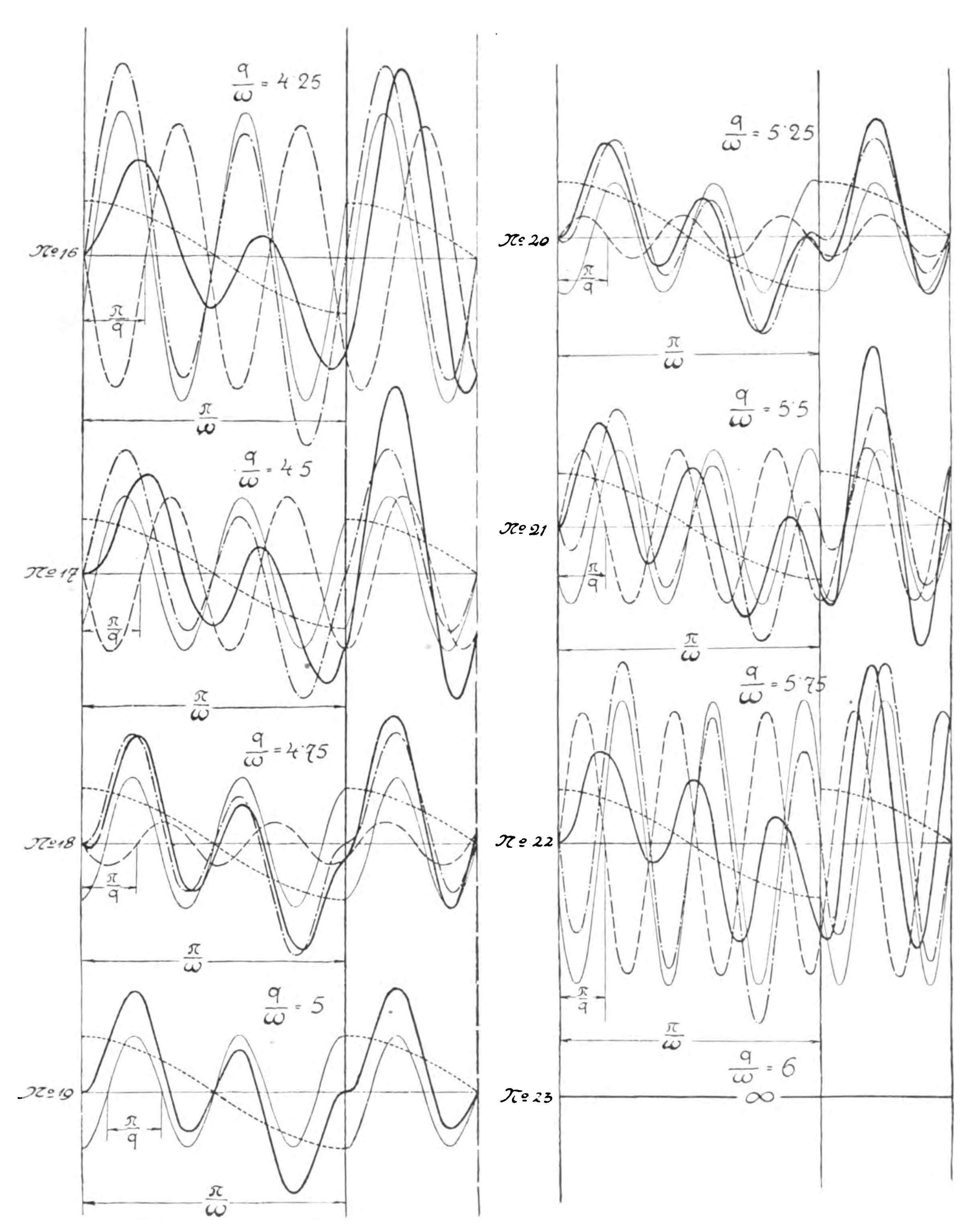


Tafel I. Beschleunigungskräfte bei einer doppeltwirkenden Pumpe.



Tafel II. Beschleunigungskräfte bei einer doppeltwirkenden Pumpe.

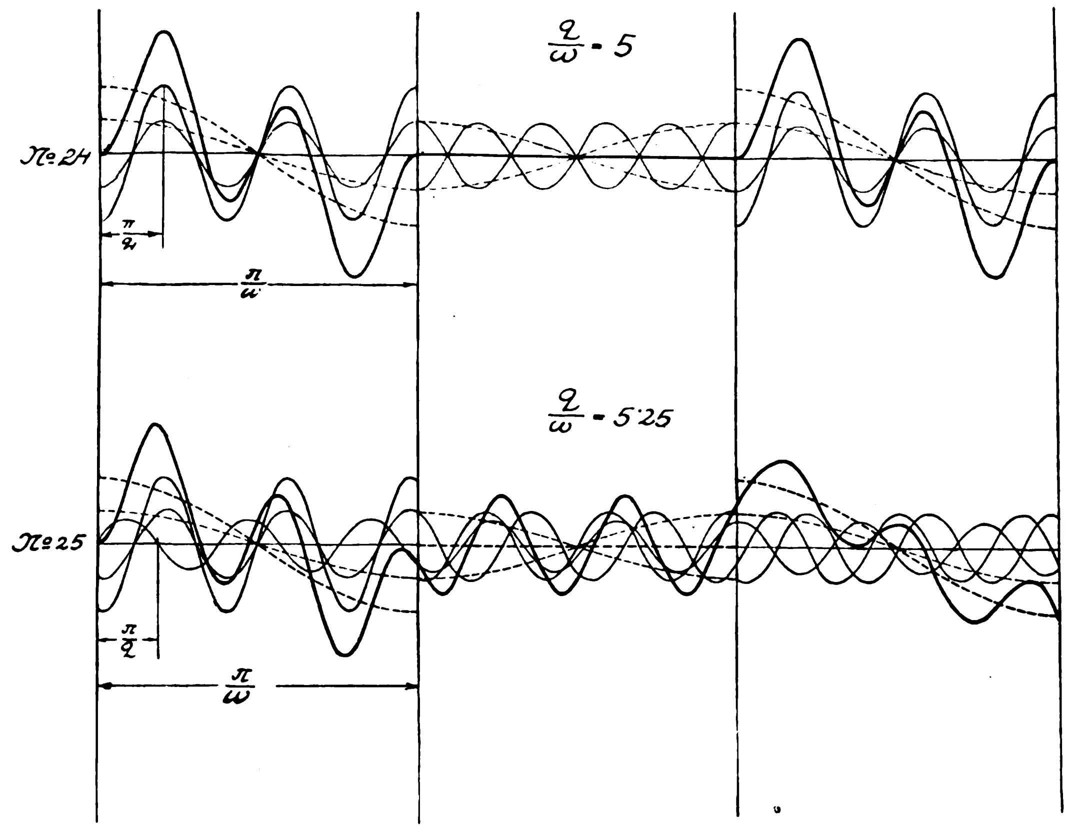
die Wahl der Anfangsbedingungen stark auf die Amplitudengröße ein. Die verhältnismäßig schlechte Übereinstimmung der gerechneten und aufgenommenen Werte von q in diesem Falle, rührt davon



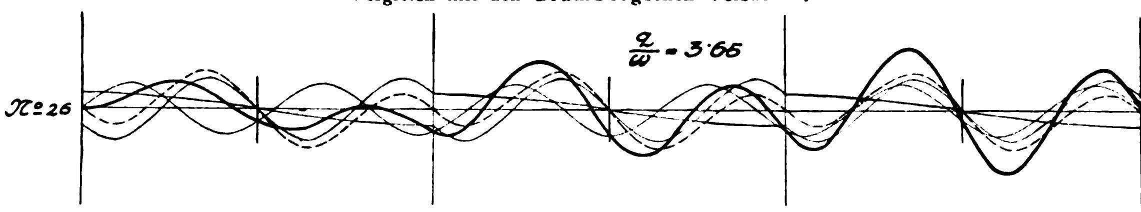
Tafel III. Beschleunigungskräfte bei einer doppeltwirkenden Pumpe.

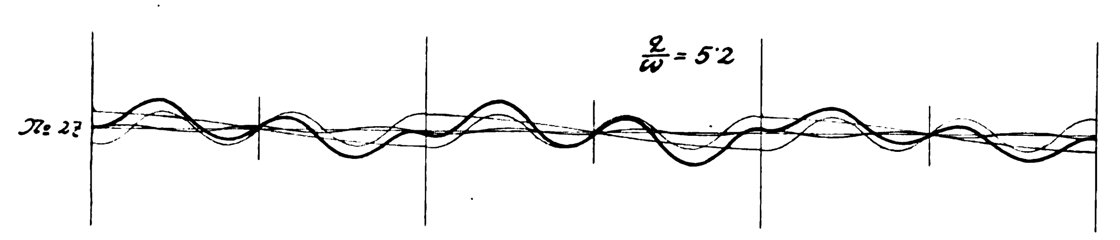
her, daß infolge des kleinen Luftinhaltes der Windhaube der Einfluß des Luftsackes und der Elastizität berücksichtigt werden muß. Tatsächlich würden wir dann


Beschleunigungskräfte bei einer einfachwirkenden Pumpe.



Vergleich mit den Grambergschen Versuchen.





Tafel IV.

$$q = \sqrt{\frac{9{,}81 \cdot 0{,}0078 \cdot 46{,}1}{7{,}6}\left(\frac{1}{0{,}001127} + \frac{1}{0{,}930127}\right)}$$
$$= 20{,}4$$

erhalten.

Versuch Nr. XVI:

$W_{0_1} = 0{,}03\ \mathrm{m}^3$, großer Windkessel ohne Luft

$$n = 40\ \mathrm{U/min}.$$

Die Versuchskurve zeigt keine Schwingungen, Gramberg weist auf die Schädlichkeit des großen Windkessels für die Versuchsanlage hin. Bei Wegfall des großen Windkessels finden nämlich die Schwingungen nicht mehr nur in der Zwischenleitung, sondern in der ganzen Druckleitung statt, so daß für die reduzierte Rohrlänge nunmehr $L = 50{,}1$ m einzusetzen ist.



Es wird dann

$$q = \sqrt{\frac{9{,}81 \cdot 0{,}0078 \cdot 47}{50{,}1 \cdot 0{,}03}} = 1{,}55 \text{ und } \frac{q}{\omega} = 0{,}37.$$

Für diese Werte ergeben sich aber tatsächlich keine nennenswerten Schwankungen. Wir haben in Tafel I die Kurven für Werte $\frac{q}{\omega} < 0{,}5$ der zu geringen Amplituden wegen gar nicht eingetragen.

Versuch Nr. XIX:

$$W_{0_1} = 0{,}03 \text{ m}^3, \ W_{0_2} = 0 \text{ m}^3, \ n = 30 \text{ U/min.}$$

Es wird $q = 1{,}55$ und $\frac{q}{\omega} = 0{,}49 \sim 0{,}5$.

Die Versuchskurve stimmt mit unserer Kurve (Tafel 1, Nr. 1) gut überein.

Versuch Nr. XXI:

Beide Windkessel ohne Luft, $n = 20$ U/min. Die Schwingungen sind durch den Luftsack und die Elastizität bestimmt. Wir erhalten

$$q = \sqrt{\frac{\frac{9{,}81 \cdot 0{,}0078 \cdot 47}{50{,}1}}{\left(\frac{1}{0{,}000027 + 0{,}0001} + \frac{1}{0{,}000027}\right)}} \doteq 57$$

und

$$\frac{q}{\omega} = \frac{57}{2{,}1} \doteq 27.$$

Dem entsprechen 13 Oberschwingungen pro Hub. Aus der Versuchskurve ergibt sich auch tatsächlich eine Schwingungsdauer von 3 mm auf eine Hublänge von 40 mm.

Versuch XX:

$$W_{0_1} = 0{,}004 \text{ m}^3, \ W_{0_2} = 0, \ n = 20 \text{ U/min.}$$

Nach Gramberg sind die Schwingungen nahe der Resonanz. Wir erhalten aus $t_s = 1{,}54$

$$q = \frac{2\pi}{1{,}54} = 4{,}09 \text{ und } \frac{q}{\omega} = \frac{4{,}09}{2{,}1} = 1{,}95 \sim 2.$$

Zusammenfassung.

An Hand der Theorie können die Bedingungen der Resonanz, sowie die Art der auftretenden Schwingungen gut übersehen werden. Der Praxis bleiben lange Rechnungen erspart, da das Aufsuchen des Verhältnisses q/ω genügt und durch geringe Änderung der Leitungslänge, des Windkesselinhaltes oder der Tourenzahl die Resonanzbereiche sicher gemieden werden können. Auch kann die Zweckmäßigkeit einer Zuschaltung weiterer Windkessel sowie der Einfluß eines vorhandenen Luftsackes praktisch genügend genau beurteilt werden.

(Eingegangen im Januar 1926.)

Berichtigung.

In unsere Arbeiten über die physikalischen Eigenschaften der Gläser haben sich einige kleine Irrtümer bzw. Druckfehler eingeschlichen, die wir hiermit berichtigen wollen:

1. G. Gehlhoff und M. Thomas: „Schnellkühlung von Glas", Zeitschr. f. techn. Phys. **6** (1925), 337 rechte Spalte, Zeile 22 lies **438°** statt 433°, und entsprechend in Tabelle 2, letzte Zeile, 2. Kolumne ebenfalls lies **438°** statt 433°.
2. G. Gehlhoff und M. Thomas: „Die physikalischen Eigenschaften der Gläser in Abhängigkeit von der Zusammensetzung, II. Die mechanischen Eigenschaften der Gläser", Zeitschr. f. techn. Phys. **7** (1926), 108 Tabelle 2, letzte Zeile, 2. Kolumne ließ **18** statt 1,8.
3. Die gleiche Arbeit S. 113. Wie aus dem Text hervorgeht, wurden zur Berechnung der Biegungsfestigkeit die Längen der Stäbe in Zentimetern gemessen, während alle übrigen Maße in Millimetern vorliegen. Mißt man auch die Längen in Millimetern, so verzehnfachen sich alle Werte der Biegungsfestigkeit, im Einklang damit, daß im allgemeinen die Biegungsfestigkeit größer ist als die Zerreißfestigkeit.
4. G. Gehlhoff und M. Thomas: „Die physikalischen Eigenschaften der Gläser in Abhängigkeit von der Zusammensetzung, III. Die Viskosität der Gläser", Zeitschr. f. techn. Phys. **7** (1926), 260. Zur Erläuterung der Tabellen S. 275: Tabelle 1 bezieht sich auf die Umwandlungspunkte im Entspannungsbereich, Tabelle 2 auf die Zähigkeitstemperaturen, Tabelle 3 auf Temperaturen der Viskosität 10^4 CGS-Einheiten, Tabelle 4 auf die Temperaturen der Viskosität 10^3 CGS-Einheiten. G. Gehlhoff. M. Thomas.

Neue Bücher.

(Besprechung bleibt vorbehalten.)

Abderhalden, E., Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden. Abt. II. Physikalische Methoden. Teil 2. Heft 3, Lieferung 197. 236 S., 122 Abb. Urban & Schwarzenberg, Berlin. 1926. Rm. 10,80.

Ambronn, R., Methoden der angewandten Geophysik. Wissenschaftliche Forschungsberichte, Naturwissenschaftliche Reihe. Band XV. XII, 258 S., 84 Abb. i. T. Th. Steinkopff, Dresden. 1926. Brosch. Rm. 15,—, geb. Rm. 16,50.

Bültemann, A., Dielektrisches Material. Beeinflussung durch das elektrische Feld. Eigenschaften. Prüfung. Herstellung. IV, 160 S., 17 Textabb. Julius Springer, Berlin. 1926. Geh. Rm. 10,50, geb. Rm. 12,—.

Chwolson, O. D., Lehrbuch der Physik. 3. Aufl. I. Bd., I. Teil. Mechanik und Meßmethoden. Vor der Drucklegung durchgesehen von G. Schmidt. X, 401 S.,

188 Abb. Fr. Vieweg & Sohn, A.-G., Braunschweig. 1926. Geh. Rm. 15,—, geb. Rm. 17,50.

Dénes v. Mihaly, Das elektrische Fernsehen und das Telehor. Zweite, durch einen Nachtrag erweiterte Ausgabe. 196 S., 112 Textabb. M. Krayn, Berlin W. 1926.

Fünftes Geschäftsjahr 1924/25 der Wärmetechnischen Beratungsstelle der deutschen Glasindustrie. 8°. 28 S. Frankfurt a. M., Gutleutstraße 8.

Hess, V. F., Die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre und ihre Ursachen. (Sammlung Vieweg) Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaften und der Technik. Heft 84/85 (Doppelheft). VIII, 172 S., 14 Abb. Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., Braunschweig. 1926. Geh. Rm. 9,50.

Hofmann, J. V., Grundzüge der Körperlehre einer Wissenschaft über die innere Beschaffenheit der (irdischen) Körper usw. VI, 70 S. Emil Pahl, Dresden. 1926. Geb. Rm. 4,50.

Jeans, J. H., Dynamische Theorie der Gase. Nach der 4. engl. Aufl. übersetzt und mit einer Ergänzung versehen von R. Fürth. VI, 613 S., 28 Abb. Fr. Vieweg & Sohn, A.-G., Braunschweig. 1926. Geh. Rm. 35,—, geb. Rm. 38,—.

Lertes, P., Die Telephoniesender. (Bibliothek des Radio-Amateurs, Band 14.) X, 191 S. Julius Springer, Berlin. 1926. Geh. Rm. 8,40, geb. Rm. 9,60.

Lorenz, H., Lehrbuch der technischen Physik. Erster Band: Technische Mechanik starrer Gebilde. 2. Teil. Mechanik räumlicher Gebilde. 2., neubearb. Aufl. VIII, 294 S., 144 Textabb. Julius Springer, Berlin. 1926. Geb. Rm. 21,—.

Lubberger, F., Die Fernsprechanlagen mit Wählerbetrieb (Automatische Telephonie). Dritte Aufl. 8°. 292 S., 160 Abb., 8 Taf. R. Oldenbourg, München. 1926. Brosch. Rm. 11,—, Leinw. geb. Rm. 13,—.

Mollier, R., Neue Tabellen und Diagramme für Wasserdampf. Vierte, durchgesehene und ergänzte Aufl. Mit 2 Diagrammtafeln. 25 S. Julius Springer, Berlin. 1926. Geh. Rm. 2,70.

Rüdenberg, R., Elektrische Schaltvorgänge und verwandte Störungserscheinungen in Starkstromanlagen. 2. berichtigte Aufl. VIII, 510 S. Julius Springer, Berlin. 1926. Geb. Rm. 24,—.

Schröders Allgemeiner deutscher Universitäts- und Hochschulkalender Sommerhalbjahr 1926. Brücke-Verlag Kurt Schmersow, Kirchhain N.-L. 1926. Kart. Rm. 4,—.

Walte, W., Kraft und Energie. Kritische Gänge zur Klärung der physikalischen Grundvorstellungen. 181 S. Otto Hillmann, Leipzig. 1926. Geh. Rm. 12,—.

Besprechungen.

Ostwald, Wolfgang, **Licht und Farbe in Kolloiden, eine phänomenologische Monographie.** I. Teil. (Handbuch der Kolloidwissenschaft in Einzeldarstellungen, Band I.) XIV, 556 S., 127 Textfig., 79 Tab., 17 Taf. Th. Steinkopf, Dresden und Leipzig. 1924. Geh. Rm. 32,—, geb. Rm. 35,—.

Der Verf. behandelt in diesem Buche das Ergebnis der Arbeiten bis zum Jahre 1914 und zwar in diesem ersten Teil des Buches die optische Heterogenität kolloider Systeme, die Polarisation, die Drehung der Polarisationsebene, allgemeine Absorption, Brechung und Beugung, Oberflächenfarbe und die Brechung und Doppelbrechung in Kolloiden.

Der Verf. hat in dem Werke ein sehr umfangreiches Material aus Einzelarbeiten zusammengetragen und das Problem von allen Seiten beleuchtet. Sehr schön ist die reiche Illustration des Werkes, vor allen Dingen mit farbigen Beilagen, welche die Darstellung sehr anschaulich gestalten. Infolge dieses guten Hilfsmittels werden ähnliche Wirkungen, wie bei einem Experimentalvortrag erhalten. Bemängeln kann man dagegen an dem Buch, daß es mehr ein Nebeneinander von sehr ausführlichen Referaten gibt als eine Zusammenfassung des Stoffes, die dem Lernenden das Studium der Materie sehr erleichtern würde. Diese Art der Darstellung liegt aber gerade in der Absicht des Verf., der der Ansicht ist, daß diese Methode wertbeständiger ist als eine mehr deduktive Ableitung der Erscheinungen.

Dem Physiker wird das Buch in allen physikalischen Dingen, z. B. der ausführlichen Beschreibung ultramikroskopischer Methoden, der Ableitung der relativen Brechungsverhältnisse usw., reichlich weitschweifig und elementar ererscheinen, da es kaum die Anfangsgründe der Physik voraussetzt. Andererseits wäre es bei dem großen Umfange des Werkes für den Physiker erwünscht, wenn in einem Anhang von wenigen Seiten die in dem Buch reichlich benutzten Fachausdrücke der Kolloidchemie eine knappe Erklärung bekommen hätten. Das würde sicher dem Buch, das sonst sehr elementar gehalten ist, einen größeren Absatz bei Nichtkolloidchemikern, z. B. reinen Praktikern der Farbstoffindustrie sichern, die sich nicht vor dem Eindringen in das Buch mit dem Studium der Kolloidchemie befassen können. Einige Kapitel des Buches, wie die Spiegelungstrübung (Seite 13), die Theorie der Farbgruppe kolloider Systeme (Seite 353), der „Rikilochroismus" oder die Wechselfarbigkeit von Lösungen bei Veränderung der Schichtdicke oder Konzentration hätte sich physikalisch besser darstellen lassen. Man vermißt auch in dem umfangreichen Buche das Eingehen auf die interessanten und praktisch sehr wichtigen anlaßfähigen kolloidalen Farbgläser (Gelbglas, Rubinglas), von denen nur an einer Stelle Goldrubinglas genannt ist, ohne auf die Materie einzugehen.

Zusammenfassend läßt sich das Urteil über das Buch dahin, daß es für jeden, der sich mit der Materie des Buches befassen will, eine sehr schöne umfangreiche und infolge seiner Bildauflagen sehr anschauliche Darstellung der bis zum Jahre 1914 erschienenen Originalarbeiten ist.

G. Jaeckel.

Düsing-Wilde, K., **Lehrbuch der Experimental-Physik für technische Lehranstalten und zum Selbstunterricht.** 3. Aufl. XII, 269 S., 383 Abb. Dr. Max Jänicke, Leipzig. 1925. Rm. 4,65.

Daß die Schul- und kleineren Lehrbücher der Physik in einer Krisis stecken, wird man kaum in Abrede stellen können. Die Schwierigkeiten, des umfangreichen Stoffes in beschränkter Auswahl und leicht verständlicher Form auf engem Raume Herr zu werden, sind heutigen Tags so groß geworden, daß es eines Meisters der Pädagogik bedarf, dieser Aufgabe gerecht zu werden.

Obwohl der Verfasser vorliegenden Buches auf dem Gebiet mathematischer und technischer Lehrbücher nicht ohne Erfolg tätig gewesen ist, und obwohl die Tatsache der dritten Auflage für die Brauchbarkeit des Düsingschen Physikbuches zu sprechen scheint, möchten wir doch starke Zweifel an seiner Verwendbarkeit — vom Selbstunterricht ganz zu schweigen — zum Ausdruck bringen. Die Darstellungsweise übersteigt kaum ein schlecht mitgeschriebenes Kollegheft einer Experimentalvorlesung, dem die häusliche Ausarbeitung fehlt. Als typisches Beispiel dafür sei aus der „Reibungselektrizität" § 171 „Die Spannung" wörtlich wiedergegeben:

„1. Die Spannung. Je größer die Dichtigkeit der Elektrizität ist, um so größer ist ihr Bestreben, sich auszubreiten, d. h. ihre Spannung. Die durch Reibung erzeugte Elektrizität ist gering, ihre Spannung aber hoch.

2. Spannungsdifferenz: Die Elektrizität fließt von den Körpern höherer Spannung nach denen niederer Spannung.

3. Volt. Die Einheit der Spannung, das Volt, ist die Spannung, die eine Kugel von 1 cm Halbmesser erhält, wenn sie mit $^1/_{300}$ Ladungseinheit $= 1 : (9 \cdot 10^{11})$ Coulomb geladen ist. Die Spannung wird mit dem Elektrometer gemessen (Abb. 297)."

Im „Galvanismus" kommt die Spannung an etwa vier Stellen mit zusammen rund 30 Zeilen vor. Der Er-



zeugung elektrischer Energie sind incl. Transformatoren und Thermoelektrizität (!) $3^1/_4$ Seiten gewidmet. Das Elektron wird auf S. 257 zum ersten Mal erwähnt, um bei den Kathodenstrahlen zum zweiten und bei den β-Strahlen zum dritten und letzten Mal genannt zu werden.

Nach diesen wenigen Beispielen wird man unsere Zweifel an der Brauchbarkeit des Düsingschen Buches zum Selbstunterricht nicht mehr für ganz unberechtigt halten, aber auch als Lehrbuch an Gewerbeschulen, Technikern, Fortbildungskursen und anderen derartigen Lehranstalten möchte man auch ein nicht nur in den Bildern, sondern auch im Text begreifliches Buch sehen.

Eigennamen wie Holborn, Ruhmkorff u. a. sind oft verdruckt. Helmholtz habe ich, obwohl Hirn, Puluj und andere vorkommen, im ganzen Buch nicht erwähnt gefunden. Das Inhaltsverzeichnis ist mangelhaft. Die zahlreichen Bilder und Zeichnungen sind fast durchweg anschaulich und gut. O. v. Auwers-Berlin.

Turner, L. B., **Drahtlose Telegraphie und Telephonie.** (Ins Deutsche übersetzt von W. Glitsch.) Ein Leitfaden für Ingenieure und Studierende. XI, 220 S., 143 Abb. Julius Springer, Berlin. 1925. Geb. Rm. 10,50.

Das Buch wendet sich an den mathematisch geschulten Elektroingenieur, der sich mit der Hochfrequenztechnik vertraut machen will und führt ihn in eleganter, fast müheloser Art in dies Spezialgebiet ein. Anknüpfend an die bekannten Vorgänge bei technischem Wechselstrom werden zunächst der Strahlungswiderstand, die Energieübertragung durch Wellen und das Strahlungsfeld einer Antenne behandelt, dann die Vorgänge in den Schwingungskreisen selbst und die Erzeugung hochfrequenter Schwingungen (Funkensender, Löschfunken, Hochfrequenzmaschinen, Lichtbogensender). Zwanglos schließen sich die Vorgänge beim Empfang hochfrequenter Schwingungen an. Der Rest des Buches — mehr als die Hälfte — ist der Elektronenröhre gewidmet. Nach kurzer anschaulicher Schilderung der Vorgänge in der Röhre selbst, wird die Röhre als Schaltelement behandelt und zwar zunächst als Verstärker (Spannungsverstärkung, Energieverstärkung, Widerstandsverstärker, Übertragerschaltungen für Hoch- und Niederfrequenz), dann als Gleichrichter (Anodengleichrichtung, Gittergleichrichtung, Schwebungsempfang) und schließlich als Schwingungserzeuger (Amplitude, Leistungsabgabe, Wirkungsgrad, Telegraphiesender). Ein besonderer Abschnitt ist der Verstärkung und Gleichrichtung mit Rückkoppelung gewidmet und ein weiterer der drahtlosen Telephonie. Den Schluß bilden Betrachtungen über Antennen, drahtloses Peilen, Luftstörungen und Hochfrequenzwiderstände von Leitern. Die klaren und einfachen Entwicklungen des Autors machen die Lektüre des Buches zu einem Genuß, der leider an vielen Stellen durch eine gar zu wortgetreue Übersetzung und eine nicht zweckmäßige Verdeutschung von Fachausdrücken getrübt wird. Einige Beispiele mögen dies erläutern: (Seite 3, Zeile 3): „Infolgedessen kann der genaue Strahlungsvorgang weder in der Nähe der Antenne noch weit davon weg ... nur unvollkommen durchschaut werden" (müßte etwa heißen: infolgedessen kann der genaue Strahlungsvorgang in der Nähe der Antenne wie auch weit von ihr weg ... nur unvollkommen durchschaut werden); Seite 8 unten: „Im allgemeinen ist wohl jedermann mit einigen Beispielen für die Energieübertragung in einem gleichmäßigen Medium durch Wellenbewegung vertraut z. B. Wellen, die" usw. (müßte etwa lauten: Die Energieübertragung in einem homogenen Medium durch Wellenbewegung ist ein wohlbekannter Vorgang. Als Beispiele seien angeführt Wellen die usw.). Statt Elektronentrommelfeuer (S. 109, Zeile 2) gebraucht man besser den Fachausdruck „Elektronenbombardement". Unzweckmäßig ist auch die Einführung einer neuen Bezeichnung für den Verstärkungsfaktor, der nach Schottky mit k oder nach van der Bijl mit μ bezeichnet wird. A. Gehrts.

Groezinger, W., **Fluchtlinientafeln zur Berechnung des cos φ.** Julius Springer, Berlin. 1925. Rm. 1,—.

Es werden zwei Rechentafeln gegeben, eine zur Ermittlung des cos φ aus den Angaben eines Wirk- und eines Blindstromzählers, ferner eine zur Ermittlung des cos φ aus den Angaben zweier Wattmeter. Jede Tafel ist mit Gebrauchsanweisung und einigen Beispielen versehen. Da sich die Berechnung des cos φ nach dieser nomographischen Methode äußerst einfach gestaltet, ist die Anwendung der Fluchtlinientafeln sehr zu empfehlen. E. Goerk.

Lang, R., **Experimentalphysik.** IV. Lehre vom Licht. 110 S., 90 Abb. i. T. Sammlung Göschen Nr. 614. Walter de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig. 1925. Rm. 1,25.

Der Umfang des darzustellenden Gebietes und der des Büchleins stehen nicht recht im Einklang. Immerhin ist durch klaren Ausdruck und sytematische Gruppierung des Stoffes ein recht guter Überblick gegeben, der die geometrische, die physikalische und andeutungsweise auch die physiologische Optik umfaßt. Letztere stellt freilich die schwächste Seite des Buches dar, insofern als die Schilderung auf Seite 46 bis 48 leicht zu Mißverständnissen Veranlassung geben kann. An Stelle von nicht genau bezeichnetem Kron- und Flintglas (S. 42) wären für die Erklärung der Farbenzerstreuung besser definierte Flüssigkeiten oder Kristalle herangezogen worden. H. R. Schulz.

Personalnachrichten.

Berlin. Prof. Dr. F. Weidert wurde als wissenschaftliches Mitglied des Kaiser Wilhelm-Instituts für Silikatforschung berufen.

Berlin. Dr. Jo Engl hat sich an der Technischeu Hochschule für Physik habilitiert.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Am 10. Juli verschied in Leipzig-Leutzsch unser hochgeschätztes Mitglied,

Herr Dipl.-Ing. **Paul Heyck,**

Prokurist und Oberingenieur der Firma Körting & Mathiesen A.-G.

Wir verlieren in ihm einen vortrefflichen Mann, der sein vielseitiges Wissen mehrfach unserer Gesellschaft zur Verfügung stellte und sich um den Ausbau der Lichttechnik hohe Verdienste erworben hat.

Seine edle Gesinnung und sein vornehmes Wesen werden wir in dauerndem Andenken bewahren.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.
Georg Gehlhoff,
1. Vorsitzender.



Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin W. 9, Linkstraße 33/34, 2 Treppen rechts. Telephon Lützow 2210.

Die Bürostunden sind: Montag bis Freitag von 9—4 Uhr, Sonnabends von 9—1 Uhr.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Prof. Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:

- Herr Dipl.-Ing. Johann Enss, Chemiker, Weißwasser O.-L., Gartenstraße 13 (Osramwerk).
- Herr Dipl.-Ing. Walter Fritz, Physiker, Weißwaser O.-L., Gartenstraße 13 (Osramwerk).
- Herr Ing. Paul Garmaschoff, Weißwasser O.-L., Gartenstraße 13 (Osramwerk).
- Herr Dr. Harry Kalsing, Weißwasser O.-L., Görlitzerstraße 8 (Osramwerk).
- Herr Ing. Karl Litzow, Weißwasser O.-L., Gartenstraße 22 (Osramwerk).
- Herr Dr. Rudolf Schmidt, Chemiker, Weißwasser O.-L., Alexanderstraße 4 (Osramwerk).
- Herr Baco Arnold Warren, Weißwasser O.-L., Gartenstraße 13 (Osramwerk).

Seitens des Herrn Dr. Carl Leven, Düsseldorf-Oberkassel:

- Herr Dr. Arthur Zwetsch, Physiker, Ratingen bei Düsseldorf, Düsseldorferstraße 26.

Seitens des Herrn Dr. Ferd. Müller, Haspe in Westf.:

- Herr cand. ing. Hans Müller, Breslau 1, Breitestr. 3.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Dr. E. Blom, Stockholm, St. Paulsgatan 24, jetzt Stockholm, Karlbergsv. 16.

Herr Dr. Walter Bock, Göttingen, Friedländerweg 41, jetzt Friedenau, Thorwaldsenstraße 1 II r.

Herr Dr.-Ing. Karl Daeves, in Fa. Phönix A.-G. für Bergbau und Hüttenbetrieb (Forschungs-Abt.) Düsseldorf, jetzt Düsseldorf, Bendemannstraße 2.

Herr Dipl.-Optiker Fritz Fuljahn, Dresden, Waldschlößchenstraße 2, jetzt Dresden-N., Löbauerstraße 22 I.

Herr Dr. Heinz Gabler, Gern bei München, Kratzerstr. 4, jetzt München, Theresienstraße 104, Gs. II r.

Herr Ing. Kurt Hamann, Leipzig, Bauhofstraße 9, jetzt Leipzig, Berlinerstraße 62 III.

Herr Dr. Karl Horovitz, Toronto, Ont. Canada, jetzt The Ryerson Physical Laboratory Universitätz of Chicago, Chicago.

Herr Dr. H. Knauer, Berlin W. 62, Kalkreuthstraße 13 II, jetzt Berlin W. 50, Pragerstraße 27 I bei Krüger.

Herr Dr. Kurt Leistner, Dresden-Plauen, Bernhardstr. 102, jetzt Dresden-A. 24, Sedanstraße 15.

Herr Dr. Hans Müller, Berlin N. 31, Bernauerstraße 88, jetzt Berlin N. 65, Edinburgerstr. 32, Aufgang I II.

Herr Prof. Dr. Adolph Nägel, Dresden 24, Zellschestraße 29, jetzt Dresden-A. 24, Altenzellerstraße 29.

Herr Dipl.-Ing. K. Ritzau, Charlottenburg, Schlüterstr. 69, jetzt North American Exploration Co. Houston (Texas) U. S. A. First National Bank Building.

Herr Dir. Dr. h. c. Alfred Rothe, Leipzig-Eutritzsch, Delitzscherstraße 80, jetzt Leipzig-Gohlis, Montbéstraße 35 part. r.

Herr Privatdozent Dr. Emil Rupp, Heidelberg, Radiolog. Institut, Philosophenweg, jetzt Göttingen, I. Phys. Institut, Bunsenstraße.

Herr Dipl.-Ing. Schleusner, Köln a. Rh., Niehlerstr. 56, jetzt Rechlinghausen, Oerweg 53.

Herr Dr. Rudolf Schmidt, Friedenau, Wiesbadenerstr. 84, jetzt Friedenau, Ringstraße 41.

Herr cand. elektr. Wilhelm Schmitz, Mülheim-Ruhr-Broich, Kassenberg 78, jetzt Doktor, Mülheim-Ruhr-Saarn, Vossbeckstraße 37.

Herr Dr. Ernst Schreiber, Kiel-Neumühlens Dietrichshof, Schönbergerstraße 108, jetzt Charlottenburg, Knesebeckstraße 2 II l.

Herr Prof. Dr. W. O. Schumann, München, Ainmillerstraße 37, jetzt München, Bauerstraße 40 II l.

Herr Oskar Summa, München, Arcisstraße 52, jetzt Fürth i. B., Nürnbergerstraße 97 I.

Herr Dipl.-Ing. Paul Tag, Reutlingen, Urbanstraße 4 II, jetzt Stuttgart, Marienstraße 38 III.

Fräulein Dr. Elisabeth Trilling, Köln-Mülheim, Rhodiusstraße 13, jetzt München-Gladbach, Hegelkreuzstraße 19 I.

Herr Dr. W. Uhink, Göttingen, Gartenstraße 43 III, jetzt Cassel, Parkstraße 34 II.

Herr Dr. Richard Vieweg, Charlottenburg, Kaiserin Augusta-Allee 40 I, jetzt Charlottenburg, Marienburger Allee 22.

Herr Dr. Peter Wallerath, Ludwigshafen a. Rh., Paul Ehrlichstraße 4, jetzt Mannheim, Stephanienufer 15.

Herr Dr. Anton Weissweiler, Ludwigshafen a. Rh., Prinzregentenstraße 46, jetzt Wredestraße 51.

Der 1. Vorsitzende: Prof. Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Dresden.

1. Hauptversammlung am 23. Juni 1926 im großen Hörsaal des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule Dresden, abends 8 Uhr.

Nach Annahme der durch eine Kommission entworfenen Satzungen wurden Vorstand und Beirat der Ortsgruppe gewählt, und zwar als 1. Vorsitzender Prof. Dr.-Ing. e. h. Koch, als 2. Vorsitzender Prof. Dr. Berndt, als Schatzmeister Studienrat Krebs und als Schriftführer cand. Pietzsch; der Beirat setzt sich zusammen aus den Herren Prof. Dr. Barkhausen, Prof. Dr. Dember, Fabrikbesitzer Jul. Heyde, Direktor Dr. Hildebrand, Prof. Dr. Hugershoff, Hüttendirektor Koppenberg. Weiterhin wurde der Mitgliedsbeitrag für 1926 festgesetzt. Nach dieser geschäftlichen Sitzung hielt Prof. Dr. Hort-Berlin einen Vortrag über „Neuere Fragen der Schwingungstechnik und Maschinendynamik". In Rücksicht auf die Ferienzeit wurde der nächste Vortrag für November vorgesehen. gez. H. Pietzsch, Schriftführer.

Redaktionsschluß am 20. August 1926.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.



Zeitschrift für technische Physik

1926 Siebenter Jahrgang Nr. 9

INHALT:

Originalmitteilungen.

Bildübertragung und Schnelltelegraphie.

(Vortrag, gehalten in der Sitzung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik zu Ehren des 80. Geburtstages von Emil Warburg am 12. März 1926.)

Von Fritz Schröter.

(Hierzu Tafel XXVII.)

Inhalt: Es wird über Versuche berichtet, die Telefunken in Verbindung mit Professor Karolus auf dem Gebiete der Bildübertragung gemacht hat.

Uns jüngeren Generationen, die wir in der messenden Physik oder in der Schwachstromtechnik tätig sind, kommt kaum noch die Wende zum Bewußtsein, die in der Entwicklung dieser Gebiete durch die Elektronenröhre eingetreten ist. Die Elektronenröhre als Relais ohne Zeitkonstante — und damit als fast idealer frequenzunabhängiger Verstärker — gestattet die verzerrungsfreie Vergrößerung kleinster Amplituden ohne Aufwand an Wirkleistung und somit bei den Umformungsprozessen der Energie, wie wir sie in der Nachrichtentechnik in mannigfacher Form benötigen, — man denke an Mikrophon oder Telephon — das Arbeiten mit kleinsten Kräften und Wirkungen in einem Bereich, wo die physikalischen Gesetze häufig mit genügender Annäherung durch das lineare Glied der Funktionen dargestellt werden. Es ist klar, was dies für die Aufgabe verzerrungsfreier Übertragung oder Abbildung bedeutet. Neben dieser früher ungeahnten Wichtigkeit der Elektronenröhre für das Verstärken schwächster Amplituden sehen wir heute, im Zeitalter des Röhrensenders, ihre hervorragende Eignung als Generator und als Modulator elektrischer Schwingungen weitgehend ausgebaut. Auf ihren Wert als Gleichrichter, sei es im Richtverstärker oder im Audion beim drahtlosen Empfang ungedämpfter Signale, sei es im Glühkathodenventil für niedrige und hohe Spannungen, will ich hier nur flüchtig hinweisen, ebenso auf ihre für die Technik gekoppelter Schwingkreise so interessante Anwendung als einseitig wirkendes Kopplungsglied. Auch der Gegenstand des vorliegenden Themas, die Bildübertragung, ist nur durch die Entwicklung der Elektronenröhrentechnik leistungsfähig und damit wirtschaftlich verwertbar geworden. Das Glühkathodenrohr hat dafür eine mannigfache Bedeutung erlangt: Als Überwinder räumlicher Abstände im Empfänger, als Erzeuger, Modulator und Verstärker schneller elektrischer Schwingungen im Sender. Ohne die Entwicklung des Röhrensenders wäre die Bildtelegraphie als ein neues, hoffnungsvolles Gebiet der Funktechnik heute unmöglich. Die Telephonie-Modulation allein gestattet es, auf genügend kurzen Trägerwellen die an sich schon ziemlich hochfrequenten Schwingungen zu übermitteln, welche sich bei schneller Übertragung aus der Hell-Dunkel-Verteilung des Sendebildes ergeben. Aber noch in einer anderen Richtung hat hier die Elektronenröhre als trägheitsloses Relais bahnbrechend gewirkt: Sie hat nämlich die Einführung der masselosen Umformungsorgane von Licht in Strom — als Photozelle — und umgekehrt von Strom in Licht — als trägheitsfreies Lichtrelais — ermöglicht. Das Kennzeichen des von Telefunken gemeinschaftlich mit Dr. Karolus, Leipzig, entwickelten Bildübertragungs-Systems ist besonders die weitgehende Durchführung dieses Prinzips der masselosen Steuerung aller Glieder der Energie-Übertragung und -Umformung, vom Sendebild bis zum Empfangsfilm. Im nachfolgenden wollen wir uns auf die Schilderung der Eigenarten und der Ergebnisse des neuen Systems beschränken und andere, ältere Verfahren so wenig wie möglich berühren oder kritisieren.

Jedes neuzeitliche Verfahren dieser Art kann mit Rücksicht auf die Höchstausnutzung der Leitungen bzw. der verfügbaren Ätherwellenbereiche

grundsätzlich mit einer einzigen Trägerwelle für die Bildpunkt-Modulationen arbeiten. Daher die Notwendigkeit der Umformung des Nebeneinanders heller und dunkler Elemente des Sendebildes in zeitliche Schwankungen des Senderstromes und der Rückverwandlung der kongruenten Schwankungen des Empfängerstromes in das Nebeneinander von verschieden getönten Bildelementen auf dem photographischen Empfangsfilm. Es muß gewissermaßen die Umformung der Flächenkoordination der einzelnen Bildelemente in Strom-Zeitkoordinaten und der umgekehrte Prozeß nach dem reziproken Schema für Sender und Empfänger erfolgen. Die zeitlichen Schwankungen des Stromes, die sich bei der Abtastung der Hell-Dunkel-Verteilung des zu übertragenden Dokumentes ergeben, müssen nach gehöriger Verstärkung die von dem Sender in die Leitung bzw. in die Antenne geschickte Trägerwelle ausmodulieren.

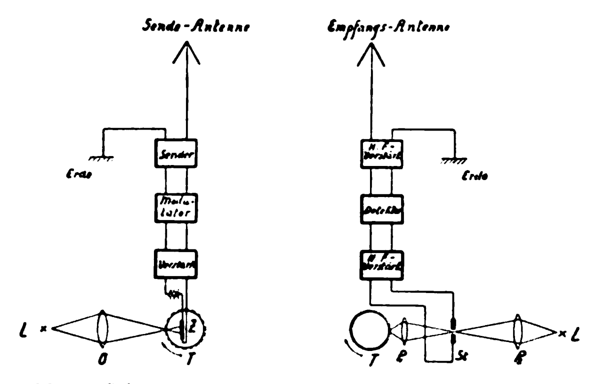


Abb. 1. Schema einer Bildübertragung mit Lichtabtastung.

Das Schema jeder derartigen Bildübertragung zeigt die Abb. 1. Man erkennt die beiderseits synchron und konphas rotierenden Bildtrommeln gleicher Größe und gleichen Vorschubes in der Achsenrichtung, was durch geeignete mechanische Triebwerke in einfacher Weise bewerkstelligt wird. Die Sendetrommel ist, entsprechend älteren Verfahren, lichtdurchlässig gedacht; auf ihre Oberfläche sei das zu übertragende Dokument als eigens hergestelltes transparentes Bild (Diapositiv) eng anliegend aufgewickelt. Ein durch eine Lampe und eine Linse erzeugter spitzer Strahlenkegel durchsetzt an seiner schmalsten, nur $^1/_{25}$ qmm beanspruchenden Einschnürungsstelle die Bildfläche, und zwar mit einer Intensität, die vom örtlichen Schwärzungsgrade derselben abhängt. Entsprechend erhält die im Innern der Trommel befindliche lichtelektrische Zelle (z. B. Selenzelle) mehr oder weniger Licht. Die dadurch verursachten Stromschwankungen werden, wie das Schema zeigt, zunächst verstärkt und sodann dem Modulationsrohr des drahtlosen Senders zugeführt. Empfängerseits erfolgt nun nach der Demodulation der hochfrequent verstärkten Schwingungen mittels Detektor die Verstärkung der Niederfrequenz bis zu Amplituden, welche ausreichen, um das dort verwendete Lichtrelais zu steuern, welches den Zweck hat, die Intensität des dem Film treffenden Strahlenkegels entsprechend dem momentanen Stromwert der Abtastung des Sendebildes einzustellen. Die spezielle Natur dieses Relais interessiert vorläufig nicht.

Die bei der Drehung und gleichzeitigen Verschiebung der Bildtrommeln längs ihrer Achsen erfolgende Schraubenlinien-Bewegung des Abtast- bzw. Kopierlichtflecks zeigt sehr deutlich Abb. 2.

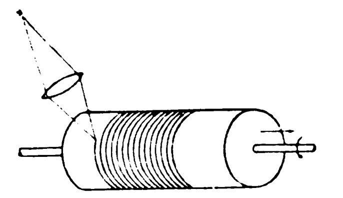


Abb. 2. Prinzip der Bildtrommel.

Die Ganghöhe der Schraubenbahn beträgt in der Praxis nur $^1/_5$ mm bei gleicher Breite des Lichtpunktes. Dadurch wird die ganze Fläche in allen Einzelheiten genügend ausgewertet. Auf das Normalformat 10 cm × 10 cm Fläche entfallen somit 250 000 Bildelemente. Es hat sich gezeigt, daß diese Unterteilung für die scharfe Wiedergabe von kleiner Handschrift oder normalem Buch- und Zeitungsdruck sowie für alle anderen graphischen Anforderungen ausreicht.

Bei der Entwicklung des Systems Telefunken-Karolus wurde von vornherein die Erzielung maximaler Geschwindigkeit der Übertragung angestrebt. Es lag daher nahe, von der Kornschen Selenmethode (1904) abzugehen, da die hierbei, zwecks Verminderung der Trägheit, benutzte Kompensationsschaltung zweier Selenzellen gegeneinander bei den hohen Abtastfrequenzen, die für wirtschaftliche Übermittlungsdauer in Frage kommen, versagt. Weitgehende Gewähr ausreichender Trägheitslosigkeit bot die Photozelle mit Kalium-Hydridschicht, welche in geeigneter Ausführung noch bei mehreren 100 000 Hertz keinerlei merkliche Nacheilung der Stromänderung gegenüber der Belichtungsänderung aufweist. Für die Entwicklung solcher Zellen war bei Telefunken der Gesichtspunkt bestimmend, von der Methode der Durchleuchtung eines besonders herzustellenden Diapositiv-Zwischenbildes gemäß Abb. 1 (Korns photoelektrischer Geber) abzugehen und das zu übertragende schwarzweiße oder getönte Dokument unmittelbar zur photoelektrischen Abtastung zu benutzen. Es kam demnach nur die Verwertung der schwankenden Reflexion von Licht durch hellere oder dunklere Flächenelemente in Frage. Die für Bildtrommelsysteme

beste Lösung wurde gefunden in einer ringförmigen Spezialphotozelle (Telefunken), welche das in Abb. 3 dargestellte Aussehen hat. Als Saugelektrode wird ein doppelter Drahtring mit dazwischen ausgespannten feinen Metallfäden, als

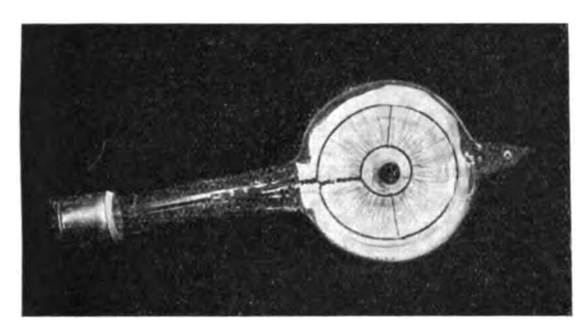


Abb. 3. Telefunken-Photozelle.

elektronenemittierende Kathode hydriertes metallisches Kalium, vorteilhaft mit Zusätzen von Rubidium oder Cäsium, verwendet. Das Schema der Benutzung dieser Zellenform zeigt Abb. 4. Der von einer Bogenlampe und einer geeigneten Optik erzeugte spitze Lichtkegel tritt unbehindert

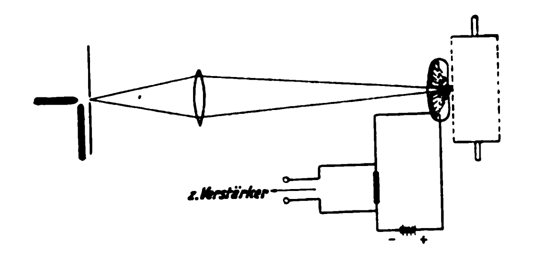


Abb. 4. Strahlengang bei Verwendung der ringförmigen Photozelle.

durch den axialen Tubus der ringförmigen Photozelle hindurch und trifft mit seiner Spitze das der Gebertrommel eng aufliegende Bild. Er wird von dessen hellen Flächenelementen stark, von den dunklen Flächenelementen schwach als diffuser Strahlenkegel auf die Kaliumschicht reflektiert (gestrichelte Linien). Dank der besonderen Formgebung der Zelle ist es möglich, sehr nahe mit ihr an das Bild heranzugehen und dadurch einen großen Raumwinkel der diffusen Rückstrahlung zu erfassen. Nur so kann man bei gleicher Lichtquelle dieselbe Empfindlichkeit erreichen, wie mit der alten Durchleuchtungsmethode; man hat aber ihr gegenüber den Vorteil, mit einer konstruktiv einfacheren Sendeapparatur (massive Bildtrommel) und mit einer zeitsparenden Sendemethode zu arbeiten.

Die Telefunken-Photozelle ist ferner unter dem Gesichtspunkt höchster Ausnutzung des vom Licht ausgelösten Elektronenstromes entwickelt worden; d. h. durch Anlegen genügender Saugspannung an die belichtete, mit Edelgas (Neon-Helium 3 : 1) unter etwa 0,2 mm Hg-Druck gefüllte Zelle wird durch Elektronenstoß eine gewisse Menge positiver Ionen zur Aufhebung der Raumladung der Elektronen an der Kathode und zur Erhöhung der Steilheit erzeugt. Dabei ist dem vorzeitigen Durchschlagen der selbständigen, vom Licht nicht mehr steuerbaren Glimmentladung durch die große Ausdehnung des Saugnetzes vorgebeugt, wodurch das elektrische Feld ziemlich homogen gemacht und die räumliche Dichte der positiven Ionen niedrig gehalten wird. So gelingt es, die Charakteristiken in Abb. 5 zu erzielen, die mit der Saugspannung als Parameter den Zellenstrom als Funktion der

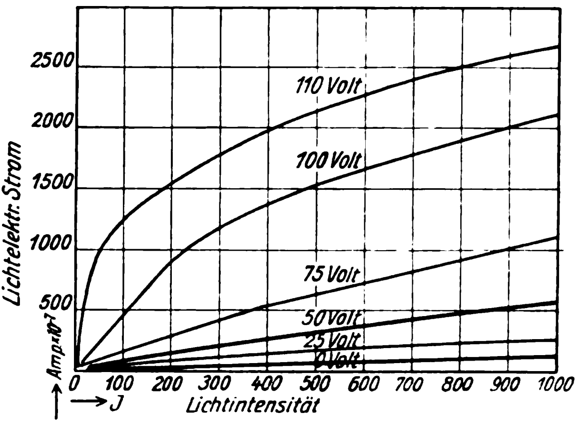


Abb. 5. Charakteristik der Photozelle.

Belichtung darstellen. Bei geringer Spannung, wo noch keine merkliche Gasionisation vorhanden ist, zeigen die Kennlinien die typische strenge Proportionalität zwischen Belichtung und Photostrom. Bei höheren Spannungen macht sich jedoch der Einfluß der positiven Ionen in dem gekrümmten Kurvenverlauf bemerkbar, für den teilweise noch ungeklärte Raumladungswirkungen der positiven Teilchen am Saugnetz mitbestimmend sind. Während nun aber bei drahtförmiger Ausbildung der positiven Elektrode die selbständige Glimmentladung schon bei relativ geringen Spannungen und Belichtungen eintritt, gelingt es durch den Kunstgriff der Geringhaltung der räumlichen Ionendichte mittels des ausgedehnten Netzes, bei hohen Saugspannungen und starker Belichtung unter erheblicher Beteiligung positiver Träger auf dem oberen Teil der Charakteristik zu arbeiten. Für quantitative Wiedergabe von Tönungen ist das natürlich infolge Abweichens vom geradlinigen Verlauf der Kennlinie unzulässig, wohl aber für Schwarz-Weiß-Übertragungen jeder Art (Schrift, Zeichnungen), wobei der Senderstrom zwischen den beiden Grenzwerten, die Weiß und Schwarz entsprechen, hin und her springt und keine

Zwischenwerte vorhanden sind. Bei heller Belichtung im vollen Tageslicht gelingt es so, mit Strömen von der Größenordnung 1 mA, die vom Lichte noch trägheitsfrei gesteuert werden, zu arbeiten.

Die Senderschaltung in Verbindung mit der Photozelle zeigt Abb. 6. Die in Widerstands-

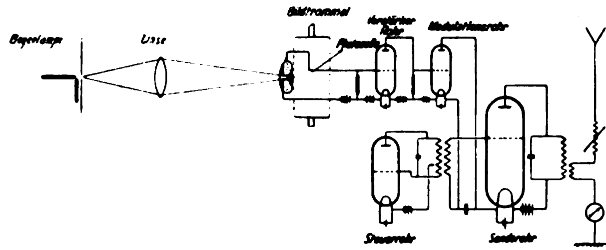


Abb. 6. Prinzipielles Schaltbild des Senders für Bildübertragung.

kopplung (um die sehr breiten Frequenzbänder, die bei schneller Bildabtastung entstehen, unverzerrt zu übertragen) verstärkten Photozellenströme steuern das Modulatorrohr eines fremderregten Röhrensenders nach der Schäfferschen Gitter-Gleichstrom-Methode. Hierbei wird der Elektronenabfluß vom Gitter der Hauptschwingröhre durch einen Kondensator gesperrt, dem das Modulatorrohr parallel geschaltet ist. Dessen Widerstand wird durch die Gittersteuerung mittels der

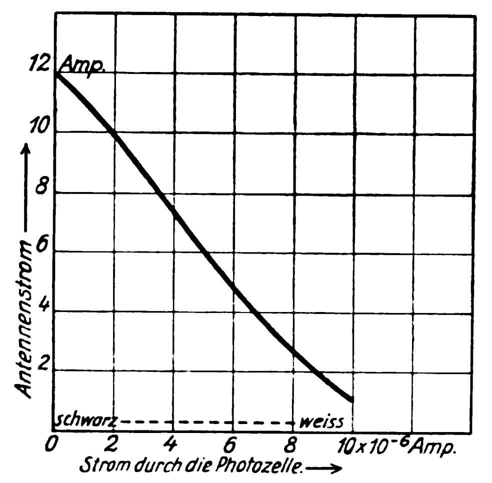


Abb. 7. Modulationskurve des Senders.

Photoströme variiert und damit auch der Elektronenabfluß und das Effektivpotential am Gitter der Hauptschwingröhre. Dies ist dieselbe Schaltung, die sich für Telephonie bewährt hat und deshalb bei allen Telephoniesendern von Telefunken benutzt wird. Die Aussteuerung des Senderstromes zeigt Abb. 7. Um Energie zu sparen, wird so gearbeitet, daß dem im Bilde zumeist vorherrschenden Weiß der geringste Antennenstrom entspricht, während bei Schwarz der Höchstwert fließt. Die Aussteuerungskurve ist sehr befriedigend geradlinig, was für quantitative Übertragung getönter Bilder ebenso wie für Telephonie wichtig ist.

Indem bei Schwarz der maximale Wert des Antennenstromes fließt, arbeitet im Falle reiner Schwarz-Weiß-Kopien der Sender nach Abb. 6 wie ein mit hoher Frequenz getasteter Telegraphiesender (genügend kleine Zeitkonstante der Schaltung vorausgesetzt); damit ist die Ausnutzung der vollen Telegraphiereichweite der Station möglich. Sollen dagegen feine Tönungsunterschiede übertragen werden, so kann man nur den Telephonieradius überbrücken, weil es dann notwendig ist, um den mittleren Teil der Kurve (Abb. 7) als Ruhepunkt herum zu steuern. Gerade dieser Umstand ist es, der die Verwertung bildtelegraphischer Methoden für die Übermittlung von Schrift und Druck im Gegensatz zu eigentlichen Bildern in den Vordergrund des Interesses stellt.

Die neuerdings für Übertragungsversuche zwischen Berlin und Leipzig benutzten Sendeeinrichtungen zeigen die Abb. 8 und 9 in verschiedenen Lagen. Man erkennt den für den Antrieb benutzten Gleichstrom-Nebenschlußmotor, auf dessen Welle ein Zahnkranz nach Art des La Courschen Rades sitzt. Zur Synchronisierung wird dem Erreger-Elektromagneten dieser Zahnsirene ein Wechselstrom genau bestimmter Frequenz, etwa 1500 Hertz von einem konstanten Taktgeber über Verstärkerstufen in rückwirkungsfreier Schaltung zugeführt. Durch diese Zusatzleistung wird der auf der Gleichstromseite grob geregelte Motor in Tritt gehalten. Um den Synchronlauf zu erkennen, dient die seitlich vom Motor in Abb. 9 sichtbare Glimmlampe, welcher die gleiche Taktgeber-Frequenz zugeleitet wird, wie der Sirene. Die Glimmlampe erzeugt den bekannten stroboskopischen Effekt des scheinbaren Stillstandes der Zähne, sobald der Synchronismus eingetreten ist. Durch eine Kugelgelenkstange oder Scheibenkupplung wird die Drehung des Motors über ein Umsteuergetriebe, eine magnetische Einrückvorrichtung und einen Spindeltrieb auf die Bildtrommel übertragen, die innerhalb des Schutzkastens rotiert und sich zugleich um $^1/_5$ mm pro Umdrehung axial verschiebt. Das Licht wird von einer außen angeordneten Bogenlampe geliefert, deren Krater mittels eines Anastigmats durch den Tubus der ringförmigen Photozelle hindurch als scharfer Lichtfleck von nur etwa $^1/_5$ mm Durchmesser auf das zu übertragende Dokument abgebildet wird. Die zwischen Anastigmat und Bildtrommel sitzende Photozelle ist in Abb. 8 eben noch mit ihrem rohrförmigen Ansatz erkennbar.

Wir kommen nunmehr zur Empfangsseite.

Hier besteht, wie schon gesagt, die Aufgabe, einen den photographischen Empfangsfilm belichtenden Strahl, der sich in der gleichen Bahn und

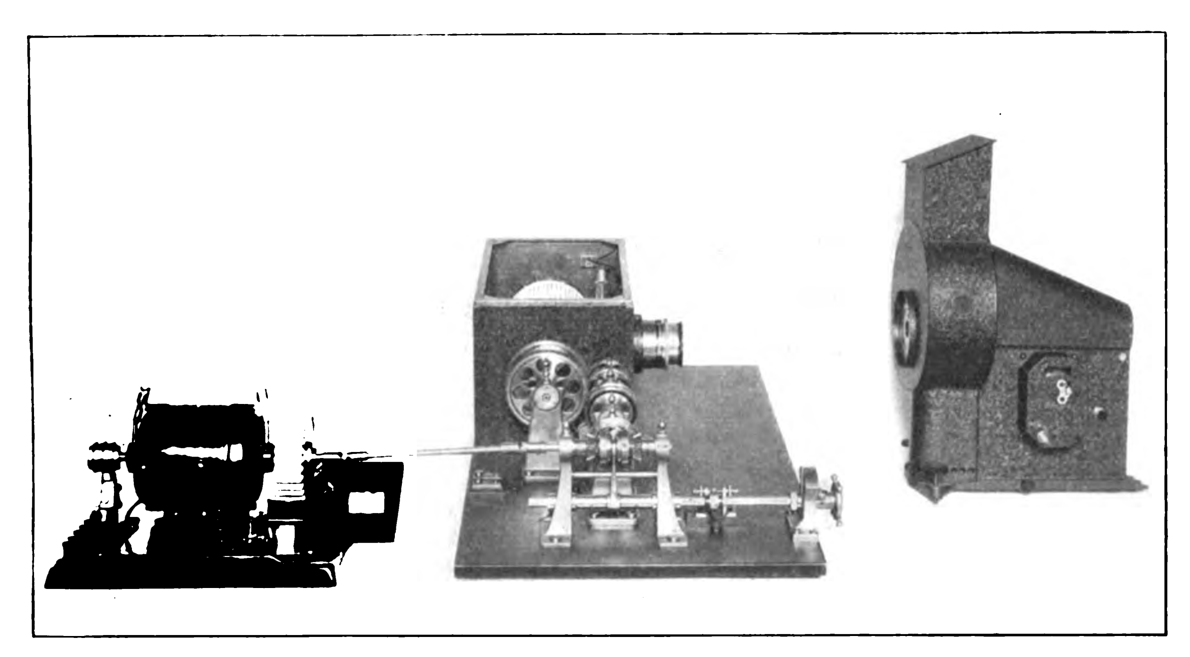


Abb. 8. Bildzerlegungsapparat. Trommelkasten geöffnet.

mit der gleichen Geschwindigkeit wie der Abtastlichtfleck am Sender über die Bildfläche bewegt, durch die Niederfrequenzmodulation des Empfangsstromes in seiner Helligkeit zu steuern. Die bei älteren Verfahren benutzten elektrodynamischen Relais, in erster Linie das von Korn hierfür durchgebildete Seitengalvanometer und der Spiegel-Oszillograph, schieden für eine Bildübertragung, die das Registrieren von Tausenden von Zeichen innerhalb 1 Sekunde erfordert, von vornherein aus Trägheitsgründen aus. Es blieb nur die Wahl zwischen den praktisch masselosen, gesteuerten Gasentladungen (z B. nach Art der Ultrafrequenzlampe von Vogt-Engl-Massolle, bei welcher das Kathodenglimmlicht in Stickstoff zur Aufzeichnung von Schallschwingungen benutzt wird) und den bis zu äußerst hohen Frequenzen trägheitsfreien magneto-optischen und elektro-optischen Effekten an polarisiertem Licht (Faradayeffekt, magneto-optischer und elektro-optischer Kerr-

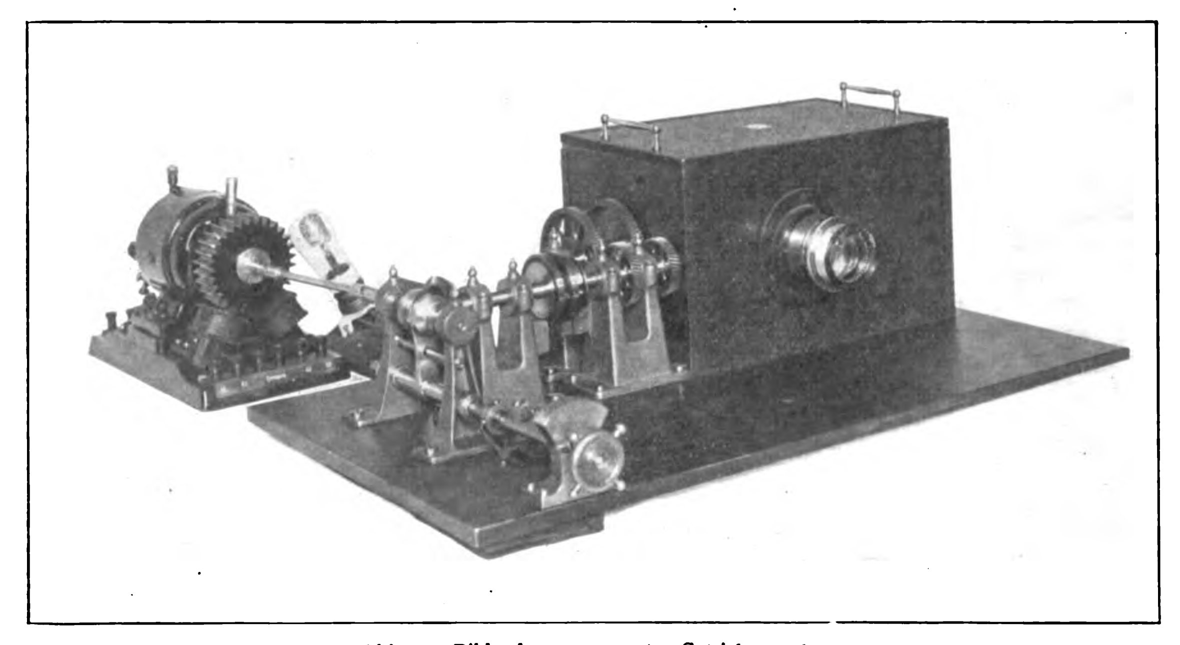


Abb. 9. Bildzerlegungsapparat. Getriebeansicht.

effekt). Von der Ultrafrequenzlampe war bekannt, daß sie für volle Filmschwärzung schon bei nur $^1/_2$ m/sec Gleitgeschwindigkeit eine erhebliche Wattzahl und für Bildtelegraphie unbequeme Steuerspannungen benötigt. Es war aber die Aufgabe gestellt, mit 3 m/sec oder mehr Filmgeschwindigkeit zu arbeiten. Daher schien es aussichtsreicher, die erwähnten Phänomene an polarisiertem Licht in geeigneten lichtdurchlässigen Medien nochmals näher zu studieren. In der Literatur lag ja bereits eine Fülle von Anregungen bezüglich Verwertung des Faradayeffektes zur photographischen Registrierung niederfrequenter Stromschwankungen vor. Sie waren in der Praxis stets an der optischen Absorption des Lichtes infolge der benötigten großen Schichtdicken des drehenden Mediums gescheitert. Der magneto-optische Kerreffekt (Spiegelphänomen) schied bei hohen Frequenzen mit Rücksicht auf die zu erwartenden Verluste in dem ferromagnetischen Material des Spiegels aus. Der elektro-optische Kerreffekt, die sogenannte „elektrische Doppelbrechung", war 1890 von Sutton für die Benutzung zum Fernsehen vorgeschlagen worden, der Versuch aber wohl, weil nach dem damaligen Stande der Technik hoffnungslos, unausgeführt geblieben. Dr. Karolus in Leipzig begann nun vor einigen Jahren eine neue systematische Untersuchung aller dieser Effekte und ihrer Verwertbarkeit für schnelle Bildübertragung und verwandte Probleme; er gelangte schließlich zu dem Ergebnis, daß nur der elektro-optische Kerrkondensator in Frage komme. Das von ihm konstruierte Lichtrelais wurde dann in gemeinschaftlicher Fortentwicklung zusammen mit Telefunken mechanisch und optisch für den technischen Gebrauch durchgebildet.

Der elektro-optische Kerreffekt besteht, kurz wiederholt, in folgendem:

Tritt ein unter 45° Neigung gegen die Feldrichtung polarisierter Strahl in das lichtdurchlässige Dielektrikum (z. B. Schwefelkohlenstoff oder besser Nitrobenzol) zwischen den Platten eines Kondensators, so wird bei vorhandener Aufladung der Strahl in zwei senkrecht zueinander, d. h. parallel und normal zum Felde, schwingende Teilstrahlen zerlegt (ordentlicher und außerordentlicher Strahl). Diese erhalten einen von der Kerrkonstante des Materials, von der elektrischen Feldstärke und der im Felde durchlaufenen Länge abhängigen Phasenunterschied, demzufolge sie nach dem Austritt in der Durchlaßebene eines zweiten Polarisationsprismas mit einer zwischen Null und Maximum variierenden Auslöschung interferieren. Kreuzt man die Nikols, so geht im spannungslosen Zustand natürlich kein Licht hindurch, ein angelegtes Feld bewirkt dann zunehmende Aufhellung für jede Wellenlänge, bis der Gangunterschied $\lambda/2$ erreicht ist, darüber hinaus wieder Auslöschung bis zum Wert Null bei der Wegdifferenz λ. Man kann so fortfahren, wobei man für $3\lambda/2$, $5\lambda/2$ usw. neue Lichtmaxima, für 2λ, 3λ usw. neue Lichtminima erhält. Für monochromatisches Licht ergibt sich dann ein Verlauf gemäß Abb. 10.[1] Da

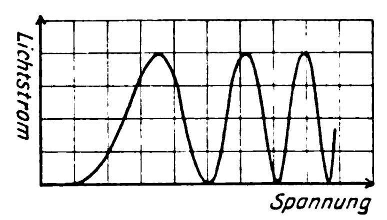


Abb. 10. Licht-Spannungs-Charakteristik der Kerrzelle für monochromatisches Licht.

die Abhängigkeit von der Feldstärke gemäß der Formel

$$\delta_\lambda = B \cdot \mathfrak{F}^2 \cdot l$$

(δ Unterschied der Teilstrahlen in Wellenlänge, B Kerrkonstante, $\mathfrak{F}$ elektrische Feldstärke, l Lichtweg im Felde) quadratisch verläuft, so wird mit wachsender Spannung die Steuersteilheit immer größer, die Maxima rücken immer näher zusammen. Man kann sie realisieren, bis die Grenze der Durchschlagfestigkeit des Mediums erreicht ist. Für weißes Licht ist, bezogen auf gleiches $\mathfrak{F}$ und l, die Aussteuerung der einzelnen Wellenlängen verschieden, so daß man schon in der zweiten Ordnung keine volle Auslöschung erhält. Den sich dabei ergebenden Verlauf der Lichtsteuerkurve einer Karoluszelle zeigt die Abb. 11. Die Licht-

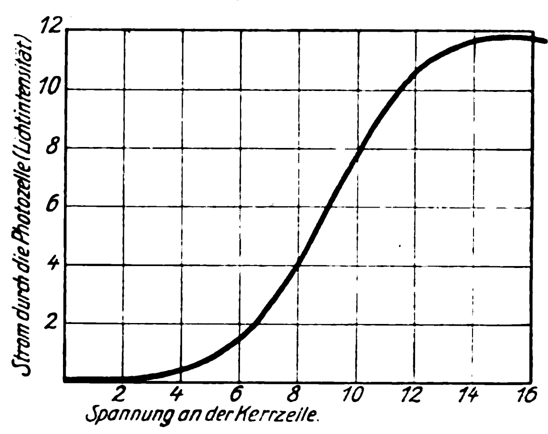


Abb. 11. Charakteristik der Kerrzelle für weißes Licht.

stärke wurde hinter der Karoluszelle durch eine Photozelle indirekt bestimmt aus dem Ausschlag eines Galvanometers.

Die Karoluszelle in ihrer neuzeitlichen Form als Miniaturkondensator veranschaulicht Abb. 12.

[1]) Verfasser verdankt diese Kurve Herrn Dr. W. Ilberg vom Physikalischen Institut der Universität Leipzig.



Sie ist als metallischer Trog mit Glasfenstern ausgebildet und zeigt innerhalb des mit Nitrobenzol gefüllten Behälters die beiden parallelen Metallplättchen (Kondensatorelektroden) deren Abstand verstellbar ist. Das eine dieser Plättchen ist mit Hilfe eines Elfenbeinstücks isoliert eingesetzt, das zweite mit dem Metallkörper verbunden. Diese Elektroden bilden zugleich die verstellbaren Backen eines optischen Spaltes, der von konvergentem Licht durchsetzt wird. In der Richtung des Durchganges ist der Spalt nur etwa 3 mm tief, so daß bei Bruchteilen von 1 mm Spaltweite die numerische Apertur noch genügend große Werte erreicht, um

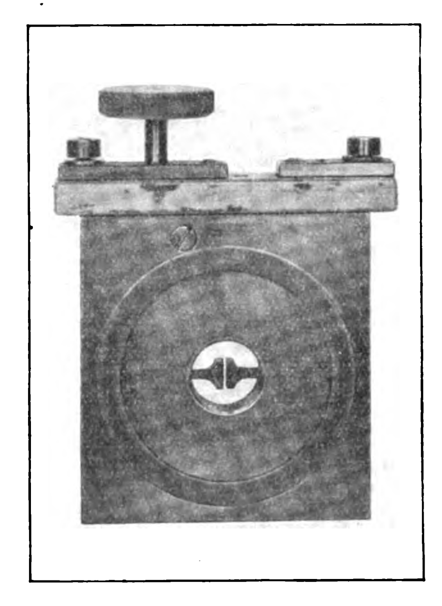


Abb. 12. Karoluszelle.

erhebliche Lichtströme (als Vorbedingung für gute Ausnutzung der Flächenhelligkeit der Lichtquelle) hindurchtreten zu lassen. Diese Eigenschaft der Karoluszelle ist wichtig, sowohl für Bildtelegraphie bei hoher Geschwindigkeit als auch für Fernsehen. Die Nikols werden bei der praktischen Benutzung der Zelle unmittelbar vor und hinter dieselbe gesetzt.

Aus der elektrostatischen Natur des Kerreffektes und der vorstehenden Gleichung lassen sich folgende praktischen Vorteile klar erkennen: Die Karoluszelle stellt einen Kondensator dar; ihre Steuerwirkleistung ist demnach gegeben durch die dielektrischen Verluste. Karolus hat nun gefunden, daß das Nitrobenzol durch eine angelegte Gleichspannung von einigen 100 V (200 bis 400 V), der die Steuerspannung als Wechselamplitude in Höhe von 100 bis 200 V überlagert wird, in einem elektro-chemisch polarisierten Zustande erhalten werden kann, in welchem es ein außerordentlich guter Isolator ist, dessen Leitungsstrom zu vernachlässigen bleibt. Da unter dieser Bedingung auch die dielektrischen Verluste, selbst bei sehr hohen Steuerfrequenzen, klein sind, ist die Wirkleistung, die die Zelle für die Beeinflussung starker Lichtströme verbraucht, ganz verschwindend.

Die quadratische Natur des Kerreffektes andrerseits läßt den Vorteil gegenüber dem Faradayeffekt erkennen, bei welchem die Winkeldrehung der Polarisationsebene linear von der magnetischen Feldstärke $\mathfrak{H}$, also auch allein von dem steuernden Betrag $\Delta \mathfrak{H}$ abhängt und daher eine Vormagnetisierung die Empfindlichkeit nicht vergrößert. Bei einer Vorspannung V an der Karoluszelle ist dagegen die Steuerwirkung einer kleinen Spannungserhöhung ΔV proportional $2 V \cdot \Delta V$, d. h. sie wächst mit der Höhe der angelegten Gleichstrom-Vorspannung. In der Praxis wählt man diese so groß, daß das Licht eben vor der Aufhellung steht bzw. so weit aufgehellt ist, als es der Film, ohne merkliche Schwärzung zu zeigen, verträgt. Man hat es auf diese Weise in der Hand, den Arbeitspunkt auf den geradlinigen Teil der Schwärzungskurve des Filmes zu verlegen. Für quantitative Wiedergabe von Tönungen wird man stets die Vorspannung so zu regeln trachten, daß der Ruhepunkt auf dem mittleren, fast linearen Teil der Lichtsteuerkurve gemäß Abb. 11 liegt.

Der Kerreffekt ist nach Messungen von Dr. Karolus in Nitrobenzol praktisch trägheitslos bis über 10^0 Hertz. Das Licht kann also auch noch durch ganz kurzwellige Hochfrequenz ohne Verzögerung ein- und ausgesteuert werden. Mit dieser Trägheitsgrenze übersteigt die Karoluszelle selbst beim Fernsehen, wo Modulationsfrequenzen von mehreren 100000 Hertz möglich sind, weit alle Anforderungen, die man an sie stellen muß.

Aus der Gleichung $\delta_\lambda = B \cdot \mathfrak{F}^2 \cdot l$ ergibt sich noch, daß man eine weitgehende Verkürzung von l wegen $\mathfrak{F}^2$ durch geringfügige Erhöhung der Spannung leicht kompensieren kann. Dadurch ist es möglich, den optisch absorbierenden Lichtweg auf wenige Millimeter einzuschränken, wobei dann die Absorption nur einige v. H. beträgt. Die Kapazität einer so kleinen Plattenanordnung in Nitrobenzol ist minimal und mißt wenige Zentimeter; dies ist gleichfalls ein Vorteil für das Arbeiten mit hohen Frequenzen, weil dadurch der Blindwiderstand $1/\omega C$ sehr gering bleibt. Steuert man z. B. bei Bildtelegraphie die Karoluszelle durch Parallelschalten (mit in Serie liegender, besonderer Vorspannungsbatterie) an die Enden eines im Anodenkreis des Endrohres liegenden Widerstandes R_a, so wird bei hohen Frequenzen dessen optimale Größe durch den Gesamt-Blindwiderstand der parallelen Kapazitäten von Karoluszelle, Anode-Glühdraht der Steuerröhre und anhängenden Leitungen erheblich heruntergesetzt. Damit wird der Stromverbrauch und die vom Verstärker auf-

zubringende Leistung erhöht. In der Praxis ergeben sich aber Werte derselben, welche von der Verstärkertechnik im drahtlosen oder im Leitungsempfang noch mühelos beherrscht werden. Z. B. erreicht die Verstärkerleistung bei schneller Bildtelegraphie, unter Annahme einer maximalen Bildpunktfrequenz von 10 000 Hertz, die Größenordnung 1 Watt.

Die Empfangsschaltung einer Kerrzellenanordnung zeigt die Abb. 13. Es handelt sich dabei zunächst um den normalen, einem drahtlosen Telephonieempfänger entsprechenden Teil. Die Hochfrequenzverstärkung ist als nicht grundsätzliches Glied der Schaltung zwecks größerer Einfachheit fortgelassen. Die durch den Detektor erhaltene Niederfrequenz wird in Widerstandskopplung verstärkt, bis die Spannungsamplitude

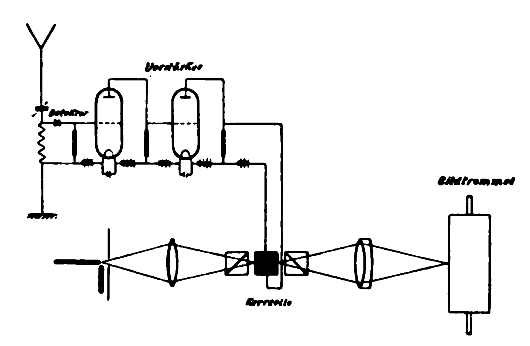


Abb. 13. Prinzipielles Schaltbild des Empfängers für Bildtelegraphie.

den für die Steuerung des Kerreffektes erforderlichen Wert erreicht hat. Der Strahlengang durch die Karoluszelle, vor und hinter der die Nikolprismen angeordnet sind, sowie die optische Abbildung der Lichtquelle auf den um die Bildtrommel gewickelten Film sind klar zu ersehen. Die Abb. 14 und 15 zeigen die neuerdings bei Versuchen zwischen Berlin und Leipzig benutzten Apparaturen. Man erkennt, wie beim Sender, den Gleichstrommotor zum Antrieb und den Zahnkranz der La Courschen Sirene. Diese wird durch einen örtlichen Taktgeber mit genau der gleichen Frequenz erregt, wie am Geber, und so mit diesem in Tritt gehalten. Eine Glimmlampe zeigt dies wiederum durch den schon erwähnten stroboskopischen Effekt an. Die Abstimmung der beiden Taktgeber von Sende- und Empfangsstation aufeinander erfolgt vor den eigentlichen Übertragungen und bleibt stundenlang ohne weitere Korrektur und ohne jede Übermittlung elektrischer Kontroll- oder Regelungs-Impulse mit einer Genauigkeit von 1 : 100 000 bestehen. Dieses Ergebnis ist sehr wichtig, besonders für den drahtlosen Fernempfang, weil dadurch die Synchronisierung auf beliebige Entfernung verwirklicht ist, ohne daß die atmosphärischen Empfangsstörungen den Gleichlauf beeinträchtigen könnten, wie sie es früher bei Benutzung von synchronisierenden Hilfsimpulsen durch Überdecken oder Unterbrechen derselben häufig taten.

Am Aufbau der Apparate gemäß Abb. 14 und 15 erkennt man noch die in einem lichtdichten Kasten laufende Bildtrommel, auf welche der Film mittels eines federnden Trägers nach der beim Siemens-Oszillographen bekannten Art unter Lichtschutz aufgezogen wird, ferner die mechanische Antriebsvorrichtung, die vollkommen analog der beim Sender beschriebenen ist, endlich die Kerroptik, bestehend aus einer Kombination von Linsen, Nikols und Karoluszelle, sämtlich innerhalb eines geschlossenen röhrenförmigen Systems.

Die mit den beschriebenen trägheitslosen Tast- bzw. Steuerorganen bei Versuchen zwischen Berlin und Leipzig erzielten Ergebnisse sind nun bisher folgende:

a) Auf Drahtleitung (Bronzedraht von 3 mm θ). Hier wurde meist unter Benutzung einer Trägerwelle von 2100 bis 2800 Hertz gesendet. Die Herstellung der Trägerwelle erfolgt teils auf elektrischem Wege durch Überlagern einer gesondert erzeugten konstanten Schwingung im Zuge der Verstärkerkaskade zwischen Photozelle und Endrohr, aus dessen Anodenkreis die von den Bildpunktfrequenzen modulierte Trägerfrequenz durch einen Transformator auf die Fernleitung übertragen wurde (Mischschaltung). Teilweise wurde aber auch die Trägerwelle rein optisch erzeugt, indem in den Strahlengang des Abtastlichtkegels eine rotierende Lochscheibe geschaltet war, welche das Licht in der angegebenen Frequenz unterbrach. Der Verstärkeraufbau wird bei dieser Anordnung besonders einfach und übersichtlich, und es ist stets volle Durchmodulierung der Trägerwelle, unabhängig von etwa sich verschiebenden elektrischen Spannungs-Einstellungen und Schwankungen, z. B. in der Photozelle, gewährleistet. Diese letztgenannte Anordnung hat sich sehr bewährt, ist aber bei höheren Trägerfrequenzen nicht anwendbar. Daneben wurde noch die einfache Unterbrechung der Bildpunktzeichen in einer entsprechend hohen Frequenz mit Hilfe eines rotierenden Kollektors benutzt. Nach den vorstehenden Methoden gelang es, Bilder von 10 cm × 10 cm Größe, bei einem Bildelement von $^1/_{25}$ qmm, d. h. insgesamt 250 000 Bildelemente, in Zeiten bis zu $1\,^1/_2$ Minuten herab mit ausgezeichneter Schärfe zu übertragen. Die folgenden Abbildungen geben einige Proben. Eine Steigerungsmöglichkeit in bezug auf die Geschwindigkeit ist vorhanden bei leichter pupinisiertem Kabel und Übertragung mittels leitungsgerichteter Hochfrequenz. Es besteht die behördliche Absicht, den Kernvierer der Fernkabel für die Frequenzgrenze 5000 Hertz durchlässig





Abb. 16. Telefunken-Karolus-System, Leitungsübertragung Berlin–Leipzig.

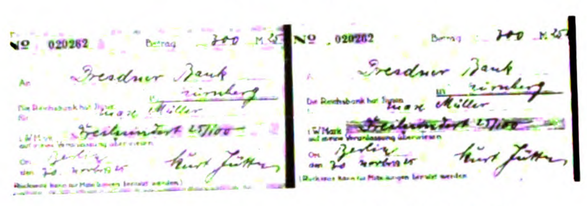


Abb. 17. Leitungsübertragung Berlin–Leipzig.

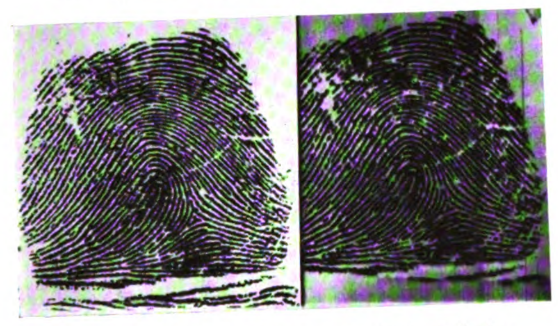


Abb. 18. Leitungsübertragung Berlin–Leipzig.

Ins Innere der Natur dringt kein erschaffner Geist.

Ins Innere der Natur dringt kein erschaffner Geist.

E. Warburg. E. Warburg.

Abb. 19. Drahtlose Übertragung Berlin–Leipzig.

Holländisch-Indien und die deutschen Segelflüge.

Ein Kolonialoffizier nach der Rhön abkommandiert.

Bandoeng (Java), 10. 11. (W. T. B.)
In einem Schreiben an die niederländisch-indische Regierung weist die Heeresleitung auf die große Bedeutung hin, die ihrer Ansicht nach die großen Fortschritte, die in der letzten Zeit in Europa, und namentlich in Deutschland, bei der Verwendung der motorlosen Flugzeuge oder der Flugapparate mit leichten Motoren erzielt wurden, auch für die indischen Luftstreitkräfte, namentlich bezüglich der Versuchs- und Ausbildungsflüge besitzen. Die Heeresleitung schlägt daher vor, mehrere Offiziere der niederländisch-indischen Luftflotte zum Studium der Entwicklung dieser Luftfahrzeuge nach Europa zu entsenden, insbesondere auch einen fachkundigen Offizier zu dem für August 1926 vorgesehenen deutschen Segelflugwettbewerb in der Rhön nach Deutschland abzuordnen.

Abb. 20. Drahtlose Übertragung von Zeitungstext (erster Versuch).

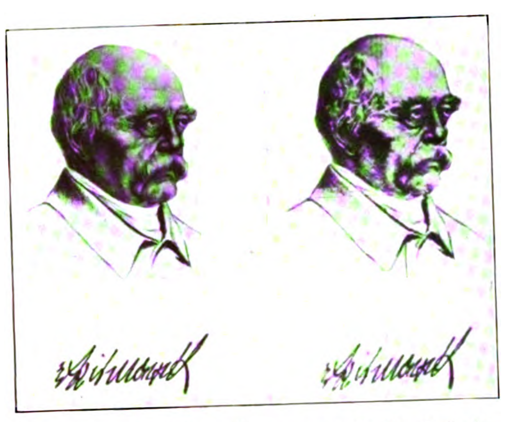


Abb. 21. Drahtlose Übertragung Berlin–Leipzig.

Das Bildtelegraphie-System der
Firma Telefunken, Gesellschaft für
drahtlose Telegraphie m.b.H., Berlin
benutzt am Sender als optisches Mi-
crophon die ringförmige Photozelle,
die es gestattet, auch undurchsich-
tige Bilder z.B. eine normale Zeitung
zu übertragen, und am Empfänger als
Lichtrelais die Karolus-Zelle, deren
besonderer Vorzug es ist, trägheits-
los und mit minimalem Leistungsver-
brauch die grössten Lichtmengen zu
steuern. Die Bilder können auf Film
oder auch direkt auf empfindlichem
Papier erhalten werden. Als übertrag-
bare Bilder kommen beispielsweise in
Frage: Schreibmaschinentext, Zeitungs-
ausschnitte, Manuskripte, Photogra-
phien, Postkarten u.s.w.

Abb. 21a. Drahtlose Übertragung von Maschinenschrift (erster Versuch).

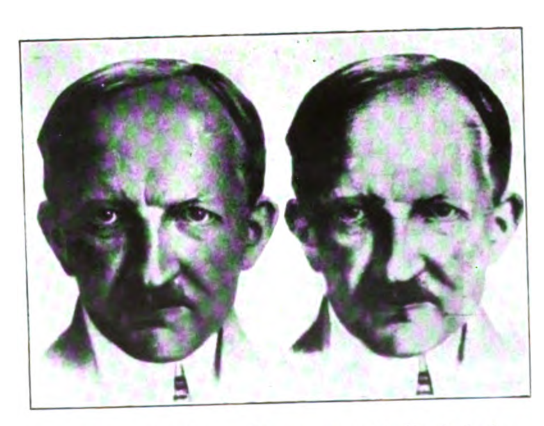


Abb. 22. Drahtlose Übertragung Berlin–Leipzig.

F. Schröter.

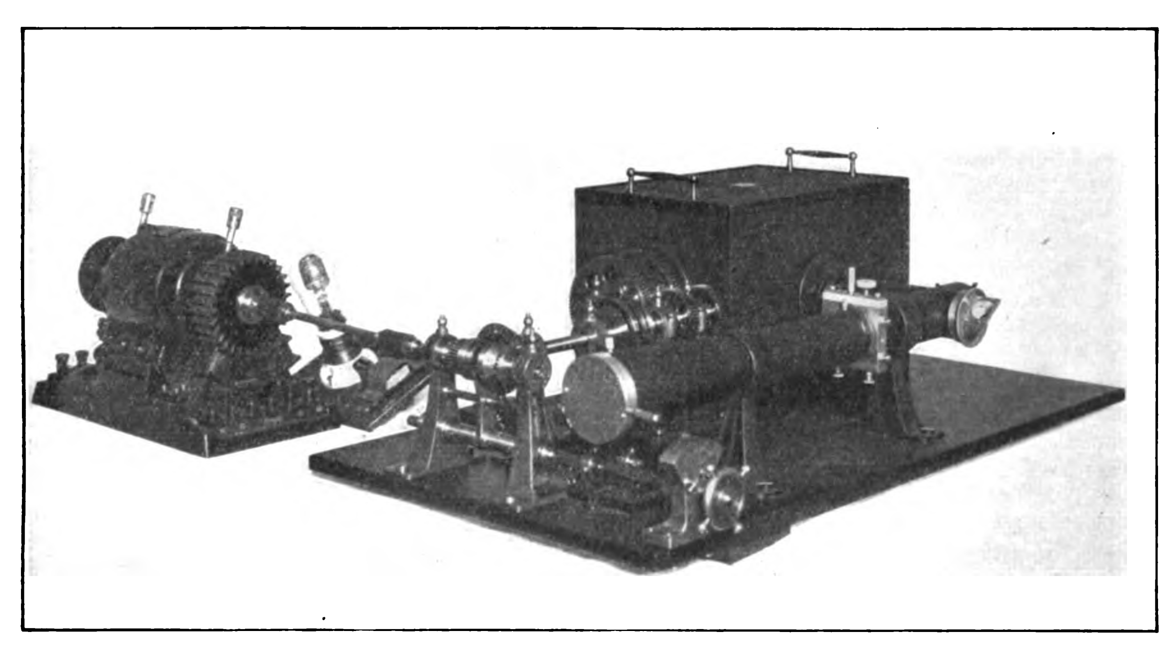


Abb. 14. Bildempfangs-Schreibapparat. Antriebsseite.

zu machen. Über derartige Leiter würde man noch günstigere Übertragungszeiten erzielen können.

b) Drahtlose Übertragung. Diese geschah meist auf 850 m Welle mit einem 1,5 KW-fremdgesteuerten Telephoniesender gemäß Abb. 6. Aus schaltungstechnischen Gründen erwies es sich als notwendig, die Bildpunktfrequenzen nicht direkt auf das Gitter des Modulatorrohres der Hauptschwingröhre einwirken zu lassen, sondern sie darauf induktiv mit einer genügend hohen Trägerfrequenz zu übertragen. Auf der Empfangsseite wurde teils Audionempfang, teils Überlagerung und Verstärkung der gebildeten modulierten Frequenz benutzt. Es gelang so, Bilder von 10 cm × 10 cm bei dem gleichen Raster wie vorstehend in Zeiten bis herunter zu 20 Sek. zu übermitteln. Diese Zahl stellt keineswegs die untere Grenze dar, die vielmehr nur eine Wellenlängenfrage ist. So würde es unter Anwendung „kurzer" Wellen, etwa von 10 m bis 100 m, prinzipiell möglich sein (selbst-

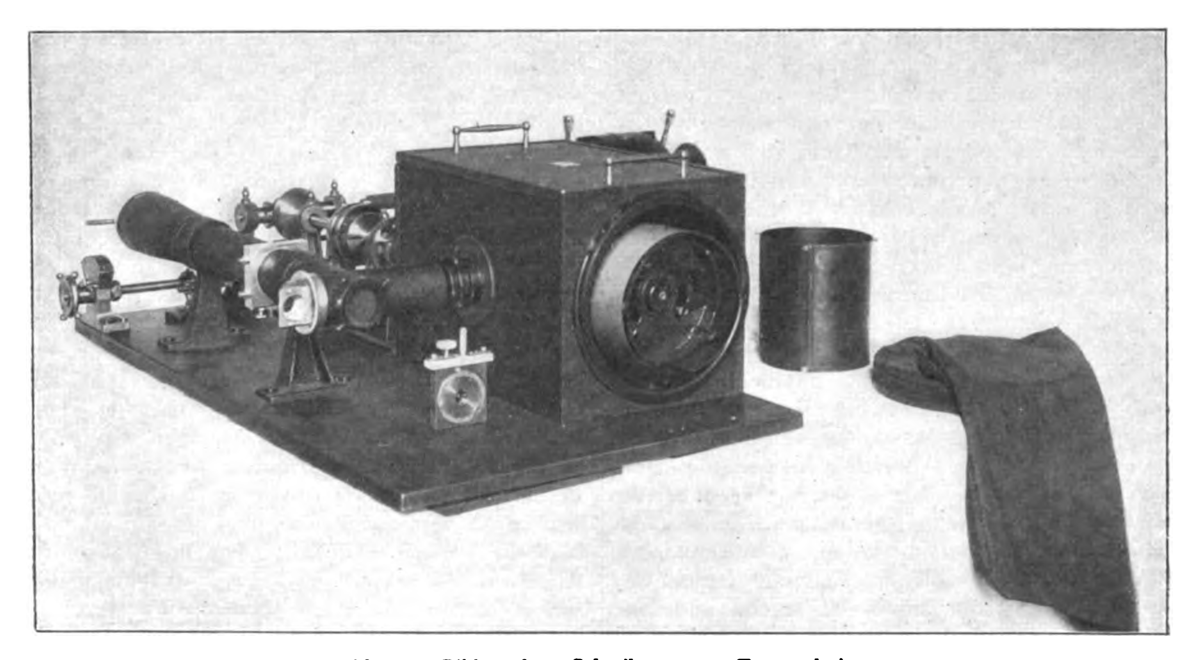


Abb. 15. Bildempfangs-Schreibapparat. Trommelseite.

verständlich unter Benutzung verbesserter Zerlegungs- und Zusammensetzungsapparate für das Bild), eine Transmissionsdauer von nur 5 Sek. zu erreichen. Sowohl die Telefunken-Photozelle, wie auch die Karoluszelle sind imstande, den dabei auftretenden Frequenzen zu folgen. Auch in photographischer Hinsicht beständen noch keine Schwierigkeiten, wie Laboratoriumsversuche ergeben haben, bei denen Lichtbilder und Schrift innerhalb 5 Sekunden ausgezeichnet lesbar übertragen werden konnten.

Die Auswertung der vorstehenden Ergebnisse dürfte nun in erster Linie auf dem Gebiet der Schnelltelegraphie liegen. 10 cm × 10 cm Fläche fassen in kleiner Handschrift oder normalem Zeitungsdruck etwa 200 Worte = 1000 Buchstaben, die innerhalb der vorstehend angegebenen Zeiten bildtelegraphisch, d. h. in Faksimile, ausgezeichnet lesbar zu übertragen sind. Dabei ist man natürlich in bezug auf die Mannigfaltigkeit der Schriftformen unbeschränkt. Das ist besonders für Länder mit Bilderschrift, ebenso aber im Hinblick auf eine Höchstleistungs-Schnelltelegraphie, unter Verwendung von einfachen symbolischen Schriften oder von Stenographie, höchst wichtig. Mit letzterer würde man z. B. fernphotographisch etwa 1000 Worte/min. senden und empfangen können.

Der heutige Schnelltelegraph leistet maximal etwa 180 Worte/min. Seine Geschwindigkeit ist also durch die angegebenen Resultate bereits erheblich übertroffen. Dabei besteht aber zugunsten der Bildmethode nicht nur der Vorteil, daß die Übertragung infolge der figürlich getreuen Abbildung jeder beliebigen graphischen Darstellung den Wert einer Urkunde hat (zumal Fälschung durch geheime Drehzahlen der Bildtrommeln ausgeschlossen werden kann), sondern noch ein anderer, sehr günstiger Umstand: Die atmosphärischen Empfangsstörungen, die bei der hergebrachten Form der Schnelltelegraphie häufig zu Verstümmelungen der Zeichen führen und durch Rückfragen und Doppeltsenden die effektive Wortleistung stark herabdrücken, vermögen bei dem bildtelegraphischen Verfahren die Leserlichkeit des empfangenen Textes in keiner Weise zu beeinträchtigen. Sie erscheinen als meist sehr kurze, feine, im Bildhintergrunde unregelmäßig verteilte Striche, gegen welche sich die eigentlichen Zeichen sehr deutlich abheben. Man muß bedenken, daß bei der kopiertelegraphischen Übertragungsweise das einzelne Zeichen aus einer sehr großen Anzahl von punktförmigen Einzelmarkierungen entsteht, die mit einem relativ zur Stördauer langen gegenseitigen Zeitabstand photographisch summiert werden. Die Empfangsstörungen sind niemals so eindeutig periodisch, daß sie immer wieder an die Stelle ein- und desselben Zeichens fallen und dieses so schließlich unleserlich machen könnten. Bei der bildtelegraphischen Schnellübertragung von Schrifttext kann also stets, trotz starker Störungen, mit der vollen Geschwindigkeit gearbeitet werden. Dadurch macht sich auch die durch die hohen Modulationsfrequenzen bedingte Inanspruchnahme breiter Frequenzbänder seitlich der Trägerwelle bezahlt. Übrigens spielt die Bandbreite im Gebiet der „kurzen" Wellen keine Rolle als Ausnutzungsfaktor des verfügbaren Wellenbereichs.

Eine Methode, die wie die vorstehende mit einem Mehrfachen der Leistung der heutigen Schnelltelegraphen schriftlichen Text fernphotographisch zu reproduzieren gestattet, dürfte auf den künftigen Telegrammverkehr stark umgestaltend wirken. Insbesondere gilt dies für den transozeanischen Dienst. Selbst wenn auf den kurzen Wellen eine brauchbare Verbindung täglich nur während einiger Nachtstunden möglich sein sollte, wird man sich doch in diesen günstigen Intervallen der außerordentlichen Schnelligkeit der bildtelegraphischen Kurzwellenübertragung bedienen, um massenhaft handschriftliche Mitteilungen in Faksimile zu übermitteln. Damit dürfte der sogenannte „Ozeanbrief" zu verwirklichen sein.

Natürlich lassen sich auch schwarz-weiße, wie getönte Bilder im eigentlichen Sinne nach der Methode Telefunken-Karolus mit Rekordgeschwindigkeiten übertragen. Von der dabei erreichten Güte legen die hier gezeigten Proben (links das unmittelbar zur Abtastung benutzte Original, rechts die Empfangskopie) Zeugnis ab. Zur Verwendung im Pressedienst, Polizei- und Erkennungsdienst (Steckbrief, Fingerabdrücke), Wetterdienst (Wetterkarten), Bankverkehr (Schecks, Unterschriften) usw. ist daher das neue Verfahren sehr geeignet.

Eine Zukunftsaufgabe für die Karoluszelle liegt in der Anwendung zum Fernsehen. Hierfür erscheint sie im Gegensatz zu allen bisher bekanntgewordenen Lichtrelais besonders geeignet auf Grund folgender Vorzüge: Trägheitslosigkeit der Lichtsteuerung bis zu extremen Frequenzen, die weit über den Bedarf des für das Fernsehen Erforderlichen (maximal etwa 10^6) Hertz hinausgehen, sehr geringe Steuerwirkleistungen, Bewältigung außerordentlich starker Lichtströme. Nur bei solchen Eigenschaften lassen sich genügend detaillierte und kontrastreiche Fernsehbilder erzeugen, wie sie Dr. Karolus bei den von ihm gebauten Versuchsmodellen auch tatsächlich erzielt hat. Welche quantitativen Leistungen von einem Lichtrelais für den gedachten Zweck gefordert werden, zeigt folgende Überlegung: Um ein nicht allzu grob gerastertes Empfangsbild zu erhalten, muß die Vorlage, unabhängig von ihren absoluten Abmessungen, in mindestens 10000 Bildelemente zerlegt werden. Da nach praktischen Erfahrungen die Verschmelzungsfrequenz bei dem für Fernsehbilder annehmbar erscheinenden Kontrastverhältnis



(Sektorverhältnis) 10/sec nicht zu überschreiten braucht (soweit nicht sehr hohe Anforderungen gestellt werden), sind nach Voraussetzung 100000 Bildelemente/sec zu übermitteln. Indem dies bei Benutzung von nur einer Trägerwelle, genau wie bei der fernphotographischen Bildübertragung, durch sukzessiv-punktweise Abtastung und Wiederzusammensetzung zu erfolgen hat, wobei auf der Empfangsseite ein räumlich und in seiner Helligkeit gesteuerter Lichtfleck vorgesehen sein muß, ist jedes der 10000 Elemente des Empfangsschirmes 10 mal in der Sek. nur je $^{1}/_{100000}$ Sek. lang belichtet. Der durch die Augenträgheit entstehende Helligkeitseindruck beträgt sonach auf Grund physiologischer Gesetze nur $^{1}/_{10000}$ der momentanen Belichtung durch den darübergleitenden Lichtfleck. Man braucht also zur Erzielung genügender Helligkeitskontraste außerordentlich starke Lichtströme, die von sehr flächenhellen Lampen (Bogenlampen) geliefert werden müssen. Diese Lichtströme sollen ferner ohne große Verluste durch das ihre Intensität steuernde Lichtrelais hindurchgehen. Nur die Karoluszelle ist nach den vorliegenden Erfahrungen dazu imstande. Bei den bisher in der Presse veröffentlichten Mitteilungen über ausländische Fernsehsysteme handelt es sich stets um sehr grob gerasterte Bilder, welche höchstens ganz schattenhaft die Umrisse einfacher geometrischer Figuren wiedergeben. Man konnte eben bisher, mangels geeigneter Lichtrelais, die Zahl der Bildelemente nicht über einige 1000 treiben, um so die auf das einzelne Element entfallende Belichtungszeit größer zu halten.

Die hohen Modulationsfrequenzen, denen die Karoluszelle bei Fernsehen einwandfrei folgt, können nur auf kurze Wellen übermittelt werden. Denn die Frequenz der Trägerwelle muß um eine Größenordnung höher sein, als die Maximalfrequenz der ihr aufgezwungenen Schwankungen, sofern die Hüllkurve der Trägerfrequenzamplitude noch gut den Verlauf der zu übertragenden Helligkeitsänderungen wiedergeben soll. Man wird voraussichtlich ein Wellenband zwischen 10 m und 100 m, vielleicht aber bei Anwendungen, die nur geringe Reichweite erfordern, noch kürzere Wellen benutzen. Eine solche, zunächst naheliegende Anwendung ist die Übertragung von Kinofilmen im Wege optischen Rundfunks. Hierbei hat man im Gegensatz zur Zerlegung von Mattscheibenbildern räumlicher Objekte die Möglichkeit, mittels Hindurchführung des Filmes durch ein intensives Bogenlampen-Strahlenbündel dem einzelnen Bildelement eine sehr große Helligkeit zu geben, so daß bei der Abtastung in der Photozelle genügende Ströme resultieren, um mit einem technisch zu beherrschenden Verstärkeraufwand den Sender steuern zu können.

Die Karoluszelle ist außer für Bildübertragung und Fernsehen noch zahlreicher anderer Anwendungen fähig. Sie kann vorteilhaft als photographischer Schnellschreiber für Morsesignale im Großstationsempfang dienen und hat dabei, unter Voraussetzung einer von zu hohen An- und Abschwingzeiten freien Selektions- und Verstärkeranordnung, infolge ihrer Trägheitslosigkeit die Eigenschaft, die an sich kurzen Empfangsstörungen unverlängert als photographische Marken niederzuschreiben, deren Länge auf dem Film meist nur einen Bruchteil derjenigen eines Morsepunktes ausmacht. Dadurch ist es möglich, die Punkte und Striche des Morsealphabets klar von atmosphärischen Störimpulsen zu unterscheiden. Die in mechanischen Schreibern durch Ineinanderfließen von Signalen infolge solcher Störungen bewirkten Verstümmelungen werden wesentlich reduziert. Weitere Anwendungen der Karoluszelle liegen auf dem Gebiet der verzerrungsfreien Aufzeichnung akustischer Schwingungen auf Tonfilmen, zum Zwecke der störungsfreien Wiedergabe oder der Analyse von Klangbildern. Auch die Lichttelephonie läßt sich infolge der Durchlässigkeit der Kerrzelle für starke Lichtströme damit sehr wirkungsvoll demonstrieren. Abb. 16 zeigt das Schema: Ein Mikrophon, das durch den Ausgang eines Rundfunkempfängers ersetzt werden kann, steuert über einen Transformator T das Gitter einer Verstärkerröhre V; deren Anoden-Wechselspannung wird der Kerrzelle X aufgedrückt, mit welcher eine Gleichspannungsquelle (bei der Vorführung wurde die Gleichspannung aus dem Wechselstromnetz über einen Gleichrichter und eine Ausgleichskapazität entnommen) in Reihe geschaltet ist. Das Licht einer starken Bogenlampe wird unter Benutzung der erforderlichen optischen Mittel durch die Kerrzelle hindurchgeschickt und dort im Rhythmus der Sprachschwingungen verstärkt und geschwächt. Es fällt nach dem Durchgang durch den Raum auf die Photozelle Z, die in einem zur Sammlung der Strahlen bestimmten Hohlspiegel fokussiert ist. Mit der Photozelle sind eine Batterie und ein Widerstand W in Reihe geschaltet, an dessen Enden

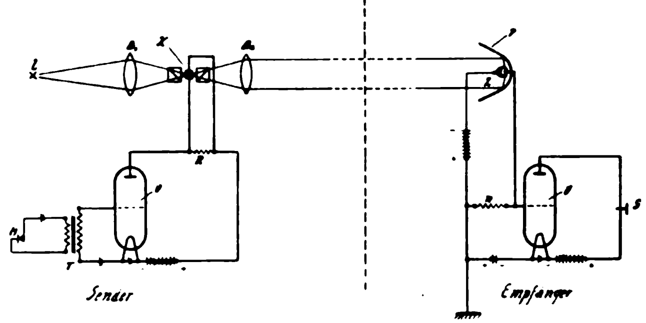


Abb. 16. Prinzipielles Schaltbild für Lichttelephonie.

die von den Photoströmen entsprechend den Modulationen des Lichtstrahles hervorgebrachten Spannungsschwankungen abgenommen und durch ein Verstärkerrohr v' bzw. einen mehrstufigen Verstärker auf Telephon- bzw. Lautsprecherintensität verstärkt werden. Die Anordnung ist sehr geeignet, um die Eigenschaft, sowohl der Telefunken-Photozelle wie auch der Karoluszelle, den Frequenzen der höchsten akustischen Sprachschwingungen trägheitsfrei zu folgen, experimentell zu veranschaulichen.

(Eingegangen am 24. April 1926.)

Betrachtungen zur Theorie der turbulenten Strömung in Röhren.

Von A. Pröll, Hannover.

Inhalt: Versuch einer Kombination der Arbeiten von Lorenz über die Turbulenzgleichung bei geraden Rohren und von Mohorovičič über das theoretische Geschwindigkeitsprofil. Vergleich mit Beobachtungen und Einführung der Mittelwerte der turbulenten Zusatzgeschwindigkeiten.

Die Frage nach den Gesetzen der turbulenten Bewegung ist schon oft erörtert worden. Es kann sich bei dieser scheinbar ganz ungeordneten Bewegung der Flüssigkeitsteilchen entweder darum handeln, diesen Bewegungen einzeln nachzuforschen etwa nach den Methoden der rationellen oder der statistischen Mechanik sozusagen „mikroskopisch" — oder man beurteilt die Erscheinung „makroskopisch" und sucht summarische Beziehungen aufzufinden zwischen dem erforderlichen Druckgefälle und den entstehenden mittleren Geschwindigkeiten. Solche Beziehungen sind bisher verschiedentlich durch rein empirische Ansätze (Widerstandsformeln) verwirklicht worden. Demgegenüber war es das eifrige Bestreben der Hydrodynamiker, ursächliche Zusammenhänge aufzudecken, die etwa zwischen den empirischen Ansätzen und den Koeffizienten der inneren Reibung bzw. mit der Reynoldsschen Zahl bestehen.

Für den verhältnismäßig einfachsten Fall der turbulenten Strömung im geraden Rohr besitzen wir immerhin schon einige wertvolle Ansätze, die eine theoretische Klärung des schwierigen Problems erhoffen lassen. Abgesehen von einer größeren Arbeit von v. Kármán[1]), der den ersten Weg der „mikroskopischen" Betrachtungsweise geht, und auf dessen Resultate weiterhin noch Bezug genommen werden wird, wollen wir uns hier besonders mit zwei Arbeiten aus neuester Zeit beschäftigen.

Es sind dies der Aufsatz von H. Lorenz, „Das Turbulenz-Problem für das gerade Kreisrohr"[2]) und St. Mohorovičič, „Hydrodynamische Grundgleichungen für die turbulente Bewegung und ihre Anwendung bei der Bewegung im Kreisrohr".[3])

Lorenz ist es gelungen eine allgemeine Beziehung aufzudecken zwischen dem erforderlichen Druckgefälle $\partial p / \partial z$ im Rohr im Verhältnis zu den durch die Widerstände aufgezehrten Geschwindigkeitshöhen, gegeben durch den Ausdruck:

$$\frac{\lambda}{r_0} = \frac{\partial p}{\partial z} : \frac{w^2 \gamma}{2g}$$

und der Reynoldsschen Zahl, die gewissermaßen den Maßstab für die „Stärke der Turbulenz" darstellt. Lorenz geht dabei von der versuchsmäßig festgelegten Tatsache aus, daß die Geschwindigkeitsverteilung im Längsschnitt des Rohres eine nahezu trapezförmige ist und kommt zu vorzüglich mit den Versuchen übereinstimmenden Ergebnissen durch verhältnismäßig einfache und elementare Betrachtungsweise.

Gerade die Ermittlung der Geschwindigkeitsverteilung ist es aber, die den wesentlichen Inhalt der Arbeit von Mohorovičič ausmacht. Es liegt nun nahe die beiden Arbeiten zu kombinieren und die Lorenzsche Lösung gewissermaßen dadurch zu ergänzen, daß ihr die Resultate von Mohorovičič zugrunde gelegt werden, so daß also auch die von Lorenz getroffene Annahme eine rechnerische Begründung findet.

Da muß nun allerdings bemerkt werden, daß auch Mohorovičič seine Theorie nicht aprioristisch aufbaut. Er geht zwar von den allgemeinen hydrodynamischen Grundgleichungen zäher Flüssigkeiten aus, ist dann aber ebenfalls genötigt unbestimmte Beiwerte und willkürliche Ansätze in seine Formeln aufzunehmen, die er schließlich durch Vergleich mit der Beobachtung bestimmen kann.

Wenn wir daher beurteilen wollen, ob und wieweit die genannten Arbeiten als Beiträge zu einer wirklichen „Theorie" der turbulenten Strömung gelten können, so müssen wir zuerst feststellen, welche Voraussetzungen und Annahmen von den genannten Autoren gemacht wurden, und in welchem Maße dieselben als zulässig betrachtet werden dürfen. Denn im Grunde genommen müßte es doch das Endziel einer vollständigen Theorie der turbulenten Strömung sein, lediglich auf Grund bekannter Reibungskoeffizienten und gegebener Reynoldsscher Zahlen ohne weitere Annahmen die Geschwindigkeitsverteilung und das Widerstandsgesetz sowie das Druckgefälle im horizontalen geraden Rohr berechnen zu können. Die hier getroffenen Annahmen sind nun bei Lorenz

a) Annahme einer angenäherten Geschwindigkeitsverteilung unter nachträglicher theore-

[1]) v. Kárman, Über die Stabilität der Laminar-Strömung und die Theorie der Turbulenz. (Verh. d. Intern. Kongr. f. angew. Mechanik, Delft 1924.)

[2]) Physikal. Zeitschr. 1925, S. 557.

[3]) Zeitschr. f. techn. Physik 6 (1925), 68.

tischer Ermittlung der speziellen genaueren Form, damit gleichzeitig Annahme einer Randschicht,

b) Annahme des Rauhigkeitsbeiwertes λ „der mit der Zahl und Masse der querbewegten Wirbel wächst"; und der für große Geschwindigkeiten einem quadratischen Widerstandsgesetz zugehört und mit $\lambda_0 = 0{,}01$ eingesetzt wird (Weisbach),

c) Annahme der kritischen Reynoldsschen Zahl R_0, welche die Zähigkeitseinflüsse enthält.

Bei Mohorovičič

a) Annahme einer Teilung des Geschwindigkeitsgefälles in zwei (additive) Funktionen, von denen für das turbulente Gefälle eine Funktion vom Radius allein gesetzt wird.

b) Einführung gewisser konstanter Beiwerte in diese Funktion auf Grund von Versuchen.

c) An Stelle der nicht verwendeten Reynoldsschen Zahl wird eine willkürlich zu wählende Größe m (Potenzexponent r^m) in der unter a) genannten Funktion eingeführt. Das Maß der Turbulenz hängt gewissermaßen von diesem Exponent m ab. Mohorovičič bestimmt m ebenfalls aus Versuchen.

Daß die erste Lorenzsche Annahme keine unbedingt erforderliche Voraussetzung seiner Betrachtung ist, sondern daß diese sich auch direkt theoretisch begründen läßt, ist verschiedentlich gezeigt worden.[4]) Lorenz übernimmt einfach diese Ergebnisse der Theorie in einer seiner Rechnung angepaßten praktischen Form. Und daß man mit seiner Betrachtungsweise auch bei unmittelbarer Ableitung der Geschwindigkeitsverteilung aus den Grundgleichungen zum Ziel gelangt, soll in dieser Arbeit an Hand des Ansatzes von Mohorovičič gezeigt werden. Die Annahme b) ist als eine Art Materialkonstante für die glatte Rohrwand erlaubt, und notwendig wie wir sehen werden für die Möglichkeit einer elementaren Behandlung des ganzen Problems. Die Annahme c) ist ebenfalls theoretisch ableitbar, wie Heisenberg[5]) für den Couetteschen Fall gezeigt hat.

Die Lorenzsche Betrachtung beruht im wesentlichen auf der Ausnützung von zwei Tatsachen, die theoretisch begründet und durch Beobachtungen bestätigt sind. Die erste drückt die Erkenntnis aus, daß sich das Druckgefälle dem Quadrate der mittleren Stromgeschwindigkeit w im Verhältnis zum Halbmesser r_0 um so mehr nähert, je größer die Reynoldssche Zahl R wird, und dies wird mit dem noch unbekannten sowie mit R veränderlichen Beiwert λ in der Formel

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{w^2\gamma}{2 g r_0}\lambda \tag{1}$$

gekennzeichnet. Zu einer Beziehung zwischen R und λ[6]) führt dann die Betrachtung der Randspannung τ_0. Es ist

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{2\tau_0}{r_0}. \tag{2}$$

Unmittelbar am Rande kann die Strömung nur laminar sein, weil die turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten und auch ihr Mittelwert an der Rohrwand verschwinden müssen. Mit dem Reibungswert μ_0 und der mit r veränderlichen Geschwindigkeit v ist dann

$$\tau_0 = -\mu_0\left(\frac{\partial v}{\partial r}\right)_{r=r_0} \tag{2a}$$

somit

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{2\mu_0}{r_0}\left(\frac{\partial v}{\partial r}\right)_{r=r_0}. \tag{3}$$

Diese Formel (3) läßt übrigens erkennen, daß das gesamte Druckgefälle auch bei turbulenter Bewegung ausgedrückt werden kann durch die Reibung unmittelbar am Rande. Nur deshalb, weil mit zunehmenden Grad der Turbulenz (größere Reynoldssche Zahlen) das Geschwindigkeitsgefälle sehr hohe Werte annimmt, wird der turbulente Widerstand so groß. Kennt man also das Geschwindigkeitsgesetz am Rande des Rohres in Abhängigkeit von R, so ist damit auch die Turbulenzgleichung bekannt.

Es liegt nahe, diesen Gedankengang von Lorenz zunächst noch ohne Beziehung auf ein bestimmtes Geschwindigkeitsgesetz weiter auszubauen. Durch Vergleich von (1) und (3) folgt:

$$-\frac{w^2\gamma}{2 g r_0}\lambda_0 = \frac{2\mu_0}{r_0}\left(\frac{\partial v}{\partial r}\right)_{r_0}$$

und wenn wir noch die Reynoldssche Zahl durch

$$R = \frac{w r_0 \gamma}{g \mu_0} \tag{4}$$

einführen, so erhält man

$$R\lambda = 4 r_0 \frac{\left(-\frac{\partial v}{\partial r}\right)_{r=r_0}}{w} \tag{5}$$

als erste Beziehung, in der aber noch die drei Unbekannten R, λ und das Geschwindigkeitsverteilungsgesetz enthalten sind. Es ist also jedenfalls noch eine zweite Beziehung zwischen diesen Größen erforderlich. Dabei ist aber anzumerken, daß zwei Grenzzustände bekannt sind, denn für sehr große R ist λ zu λ_0 geworden und

[4]) Vgl. ältere Ansätze von Blasius (aus Dimensionsbetrachtungen), weiter v. Kármán, v. Mises und zuletzt Heisenberg (für das Couettesche Beispiel).

[5]) Heisenberg, a. a. O.

[6]) Dies ist das Endziel der Betrachtung, die in der Lorenzschen „Turbulenzgleichung" ihren Ausdruck findet.



$$\lambda_0 R = \frac{4 r_0 \left(-\frac{\partial v}{\partial r}\right)_{r=r_0}}{w}. \tag{5a}$$

Es muß daher $\left(\frac{\partial v}{\partial r}\right)_{r_0}$ mit wachsendem R gegen ∞ zunehmen, was in der Tat den Versuchen entspricht, die einen immer steileren Geschwindigkeitsabfall am Rande nachweisen.

Für den Übergang aus der laminaren in die turbulente Strömung ist bekanntlich

$$v = 2 w \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right), \tag{6}$$

also

$$\frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{4 w r}{r_0^2} \quad \text{und} \quad \left(\frac{\partial v}{\partial r}\right)_{r=r_0} = -\frac{4 w}{r_0}.$$

Hier sei $\lambda = \lambda'$, $R = R_0$, somit folgt

$$\lambda' R_0 = 16, \tag{7}$$

wobei $R_0 = 1160$ einzusetzen ist[7]) und daraus $\lambda' = 0{,}014$ erhalten wird.

Die zweite erforderliche Beziehung findet nun Lorenz durch die Erwägung, daß der Kern der Strömung sich so verhält, wie die Bewegung im ganzen Rohr bei sehr großen Reynoldsschen Zahlen, d. h. nach der Formel

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{\gamma}{2g} \frac{v_0^2}{r_0} \lambda_0, \tag{8}$$

mit dem aus der Hydraulik bekannten Beiwert $\lambda_0 = \frac{1}{100}$ des quadratischen Widerstandsgesetzes. Die „Kerngeschwindigkeit" v_0 ist dabei nach der Lorenzschen Annahme über die Geschwindigkeitsverteilung im allgemeinen mit v_{max} identisch und von der mittleren Geschwindigkeit w verschieden. (Beim Übergang zur Laminarströmung gilt dies jedoch nicht mehr, vgl. Abb. 6 bei Lorenz.)

Auch diese Überlegung von Lorenz können wir hier zunächst für den Fall sehr großer Reynoldsscher Zahlen verwerten, indem wir an Stelle von v_0 die Maximalgeschwindigkeit v_{max} in die Formel (8) einsetzen und nunmehr (8) und (3) vergleichen. Man erhält

$$R \lambda_0 = 4 r_0 \frac{w \left(-\frac{\partial v}{\partial r}\right)_{r=r_0}}{v_{max}^2}. \tag{9}$$

Wir wollen nun in diese allgemeinen Formeln spezielle Geschwindigkeitsgesetze einführen.

1. Bei Lorenz wird dazu die Beobachtung herangezogen, daß bei turbulenter Strömung eine praktisch konstante Kerngeschwindigkeit am Rande sehr rasch gegen Null abfällt. Dieser Tatsache wird durch einen empirischen Ansatz für ein geknicktes nahezu trapezförmiges Geschwindigkeitsprofil (Abb. 1) Rechnung getragen. Mit unseren Ansätzen Gl. (5) folgt daraus für die Randzone (Grenzschichte h) mit $\left(\frac{\partial v}{\partial r}\right)_0 = -\frac{v_0}{h}$

$$R \lambda = 4 \frac{r_0}{h} \frac{v_0}{w}. \tag{5b}$$

Hierin ist das Verhältnis v_0/w durch den Ansatz

$$w = v_0 \left(1 - \frac{h}{r_0} \varkappa_1 + \varkappa_2^2 \frac{h^2}{r_0^2}\right) \tag{10}$$

zu berechnen. Beim Übergang zur Laminarströmung $R = R_0$ ist dann, wie Lorenz nachweist, $h = r_0$ und $\varkappa_2 = 1$, also würde folgen

$$R_0 \lambda' = 4 \frac{r_0}{h} \frac{1}{2 - \varkappa_1} = \frac{4}{2 - \varkappa_1}.$$

Weil aber das Ansteigen der Geschwindigkeitskurve am Rande nicht linear nach der Annahme v_0/h, sondern steiler erfolgt, so berücksichtigt dies

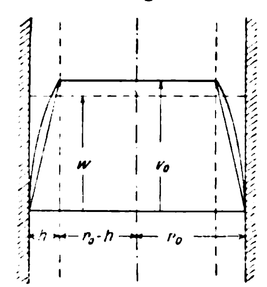


Abb. 1. Geschwindigkeitsprofil nach Lorenz.

Lorenz durch die Einführung von zwei verschiedenen Reibungskoeffizienten μ und μ_0, so daß die Formel lautet

$$R_0 \lambda' = \frac{4 \frac{\mu_0}{\mu}}{2 - \varkappa_1}, \tag{5c}$$

mit $\frac{\mu_0}{\mu} = 4(2 - \varkappa_1)$ (Lorenz, Formel 17b) wird dann auch $R_0 \lambda' = 16$.

Lorenz ist dadurch auch von selbst zu einem sprungweisen Übergang zum laminaren Zustand gekommen, weil dort $\mu = \mu_0$ ist, während vorher $\frac{\mu_0}{\mu} = 3{,}4$ gefunden worden war. Dieser Sprung entspricht auch dem beobachteten Verlauf der Kurven (λR) in Abhängigkeit von R.

Es liegt nahe zu fragen, ob nicht mit einem anderen aber stetigen Geschwindigkeitsgesetz ebenfalls eine solche Folge von Beziehungen abgeleitet werden kann, bei der vielleicht eine noch bessere „theoretische" Begründung dieser Erscheinungen zu erreichen ist.

7) Vgl. Lorenz, a. a. O. S. 562.

2. Da bietet sich nun der Ansatz von Mohorovičič dar:

$$v = w \frac{m+2}{m}\left[1 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^m\right], \qquad (11)$$

der aus den Grundformeln (freilich nicht ohne Nebenannahmen vgl. S. 429) abgeleitet worden ist.

Unsere Hauptbeziehung Gl. (5) erhält hier die Form

$$R\lambda = 4(m+2). \qquad (5d)$$

Der Exponent m spielt hier die Rolle eines Gradmessers für die Turbulenz, denn $m = 2$ ist ja der Ausdruck für die Laminarströmung und mit wachsendem m wächst auch die Reynoldssche Zahl (wenn auch nicht proportional!). Auch hier ist für $m = 2$ die Formel $R_0 \lambda' = 16$ bestätigt. Weiter läßt sich auch Gl. (9) ausdrücken durch den Ansatz von Mohorovičič[8]), es ist danach

$$\left(\frac{\partial v}{\partial r}\right) = -\frac{w(m+2)}{r}\left(\frac{r}{r_0}\right)^m$$

und

$$R\lambda_0 = 4\left(\frac{m^2}{m+2}\right) \text{[9]}), \qquad (8a)$$

wenn für große m

$$v_0 \sim v_{max} = w\frac{m+2}{m} \qquad (12)$$

gesetzt wird.

Nach dieser Formel und Gl. (5d) ist in der Zahlentafel 1 die Beziehung zwischen R und m, sowie $R\lambda$ aufgestellt. Offenbar stimmen die niederen Zahlen nicht überein, denn für $m = 2$ müßte die kritische Reynoldssche Zahl etwa 1160 sein. Für größere Zahlen ist jedoch die Übereinstimmung mit den Beobachtungswerten eine recht gute.[10]) (Vgl. die Kurventafel Abb. 2.)

Zahlentafel 1.

m	$R\lambda$ [Gl. (5d)]	R [Gl. (8a)]	R (Blasius)	R (Fritzsche)
2	16	400	1160	—
3	20	720	1200	—
4	24	1070	1270	—
6	32	1800	1500	—
8	40	2560	2100	—
13,5	62	4700	3500	4650
18	80	6480	5000	6400
28	120	10500	7700	—
48	200	18430	17800	14200
98	400	38300	42600	33000
123	500	48500	—	46000

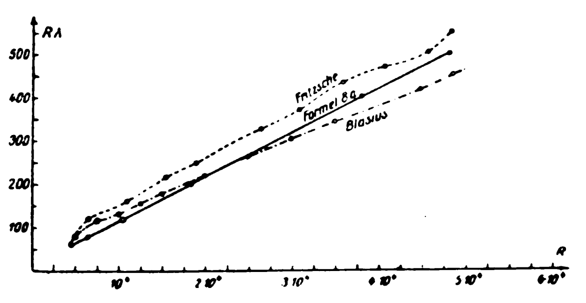


Abb. 2. $(R\lambda)$ in Abhängigkeit von den Reynoldschen Zahlen R nach Versuchen und nach den Gleichungen (5d) und (8a).

Auch die entsprechende Geschwindigkeitsverteilung für größere Werte m ist nach Abb. 3 in guter Übereinstimmung mit den Versuchen. Die

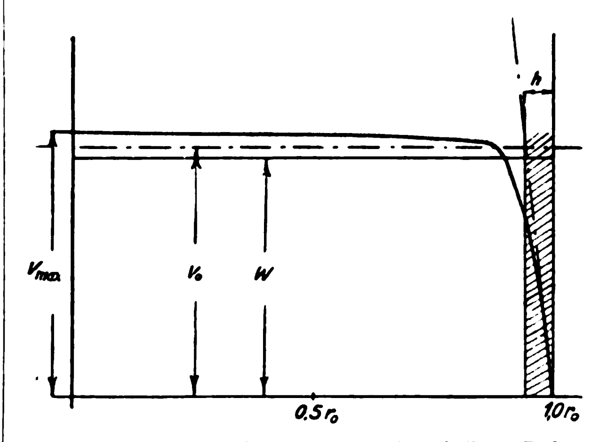


Abb. 3. Geschwindigkeitsverteilung im (halben Rohr), h „Grenzschicht", r_0 „Kern"-Geschwindigkeit, w mittlere Geschwindigkeit.

Kerngeschwindigkeit ist beispielsweise für $m = 18$ $v_0 = 1{,}07\,w$, wenn man als „Kerngeschwindigkeit" diejenige ansieht, die durch den ausgesprochenen Knick der Geschwindigkeitskurve bestimmt wird.

[8]) Mohorovičič, a. a. O. S 71. Es ist hier der einfachste Fall turbulenter Strömung angenommen worden Der allgemeine Fall, den Mohorovičič in den Formeln (25) anführt, würde nicht bloß noch weitere Beobachtungsannahmen erfordern, sondern auch wie man bald erkennt, für unsere Rechnung keine weiteren Vorteile bringen Denn für sehr große m — und nur für diese kann man die Formel verwenden — reduziert sich die Formel wieder auf den früheren Fall.

[9]) Aus den Gleichungen (5d) und (8a) folgt durch Differenzieren nach R

$$\frac{d(R\lambda)}{dR} = 4\frac{dm}{dR} \quad \text{und} \quad \lambda_0 = 4\frac{m^2 + 4m}{m^2 + 4m + 4}\left(\frac{dm}{dR}\right).$$

Für große Werte von R und m geht die letzte Formel über in $\lambda_0 = 4\frac{dm}{dR}$ und daher nähert sich die Neigung der Kurve $(\lambda R \div R)$ für große Kennziffern dem Betrage (aus der ersten Formel)

$$\left(\frac{d(\lambda R)}{dR}\right)_{R \to \infty} = \lambda_0. \qquad (8b)$$

[10]) Die nach Gl. (8a) berechneten Zahlenwerte liegen für größere R ungefähr zwischen den Versuchswerten von Fritzsche und den von Blasius angegebenen Mittelwerten der Versuche von Saph und Schoder (vgl. Lorenz, a. a. O., S. 559 und 563). Insbesondere stimmen Rechnung und Beobachtung in der Neigung der Kurven gut überein.



Auch die Lorenzsche „Grenzschichtdicke“ h läßt sich nach dieser Abbildung ausrechnen. Sie endigt etwa an der Stelle im Geschwindigkeitsplan, an der die Randtangente die parallele Linie v_0 trifft. Es ist also

$$\frac{v_0}{h} = \left(\frac{\partial v}{\partial r}\right)_{r_0} = \frac{w(m+2)}{r_0} \tag{13}$$

und

$$\left(\frac{h}{r_0}\right) = \frac{v_0}{w(m+2)} \sim \frac{1}{m}. \tag{14}$$

Für $R = \infty$ wird auch $m = \infty$ und λ geht über in λ_0. Es herrscht dann das einfache quadratische Widerstandsgesetz. Dagegen findet man $\left[\frac{\partial(\lambda R)}{\partial R}\right]_{R=R_0}$ nicht $= \infty$, und dies ist nicht in Übereinstimmung mit Lorenz, der einen sprungweisen Verlauf der Kurve $\lambda R = f(R)$ an der kritischen Stelle nachweist, wie auch die Beobachtungen es verlangen.

Wenn also auch für größere Reynoldssche Zahlen mit dem Ansatz von Mohorovičić ohne weitere zusätzliche Annahmen als allein λ_0 es ebenfalls gelingt, die Abhängigkeit von λ und R, also die „Turbulenzgleichung“ zu finden, so bleibt doch der Übergang zu kleinen Reynoldsschen Zahlen und besonders zu den kritischen Zustand an der Grenze der laminaren Strömung unbefriedigend. Die Beziehung (8), welche Lorenz bei seiner Geschwindigkeitsverteilung überall zugrunde legt, ist hier wie auch im ganz allgemeinen Fall offenbar deswegen nicht mehr brauchbar, weil bei einer stetigen und abgerundeten Geschwindigkeitsverteilung der Begriff der Kerngeschwindigkeit keine Berechtigung mehr hat. Hier führt dagegen eine andere Überlegung zum Ziele.

Der eigentliche Turbulenzvorgang, das ist das Auftreten von zeitlich und örtlich schwankenden Zusatzgeschwindigkeiten u_r, u_z (radial und axial) wird in der Lorenzschen Arbeit nur kurz gestreift und das Druckgefälle, das infolgedessen auftritt (Gleichung 12b) bei Lorenz)

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{\gamma}{g}\frac{u^2}{\varrho \sin\varphi} = -\frac{2\tau}{r}, \tag{15}$$

entspricht einer Schubspannung

$$\tau = \frac{\gamma}{g}\cdot\frac{u^2 r}{2\varrho\sin\varphi} = \frac{\gamma}{g}\left(\overline{u_r u_z}\right).\ ^{11)} \tag{16}$$

Diese Spannung ist aber eine Folge der „Impulskonvektion“ wie sie in der allgemeinen Formel

$$\tau = \mu_0\left(\frac{\partial v}{\partial r}\right) - \frac{\gamma}{g}\left(\overline{u_r u_z}\right)\ ^{12)} \tag{17}$$

als zweites Glied auftritt. Nach Reynolds und H. A. Lorentz kann man sich die turbulente Bewegung zusammengesetzt denken aus einer axialen Hauptbewegung

$$v = f(r),$$

der eine zeitlich veränderliche Schwankungsbewegung mit den Geschwindigkeitskomponenten u_r und u_z in axialer und radialer Richtung überlagert ist. Lorenz, der an Stelle der verschiedenen Schwankungsgeschwindigkeiten $u = \sqrt{u_r^2 u_z^2}$, und für v, ϱ, φ summarisch den Mittelwert $\lambda_0 \frac{v_0^2}{r_0}\frac{\gamma}{2g}$ für dieses Druckgefälle in Gl. (15) einführt, rechnet somit im „Kern“ allein mit dieser Impulskonvektion, während die eigentliche innere Reibung nur in der Grenzschicht auftritt. Diese durchaus im Sinne der Prandtlschen Grenzschichtentheorie liegende Auffassung kann allerdings für kleine R nur aufrecht erhalten bleiben, wenn man mit Lorenz die Grenzschicht schließlich bis zur Rohrmitte reichen läßt.

Wir rechnen nun auch mit einer allgemeinen Geschwindigkeitsverteilung $v = f(r)$ und erhalten dann an Stelle von Gl. (17) mit $\tau = \tau_0 \frac{r}{r_0}$ und mit (4) und (2a)

$$R\left\{\overline{u_r u_z}\right\} = w\left\{r\left(\frac{\partial v}{\partial r}\right)_{r=r_0} - r_0\left(\frac{\partial v}{\partial r}\right)\right\}. \tag{18}$$

Aus dieser Formel geht zunächst nur die Tatsache hervor, daß $\{\overline{u_r u_z}\}$ verschwindet einmal für $r = 0$, wo aus Symmetriegründen $\frac{\partial v}{\partial r} = 0$ ist und dann an der Rohrwand, wenn $r = r_0$ und $\frac{\partial v}{\partial r} = \left(\frac{\partial v}{\partial r}\right)_{r=r_0}$ ist.

Eine direkte Berechnung der Mittelwerte $\{\overline{u_r u_z}\}$ die hier zur Lösung des Problems einsetzen müßte deutet von Kármán an, wenn er am Schlusse seines erwähnten Aufsatzes davon spricht, daß die Verteilungsfunktion der Schwankungen als Funktion von r, d. h. als von Schicht zu Schicht veränderlich betrachtet werden müßte. Wollte man aber dem bisherigen Gedankengang nach Lorenz folgen und eine „elementare“ Lösung auch des allgemeinen Falles aufstellen, so könnte man versuchen, auch hier den bekannten Grenzbeiwert des Widerstandes λ_0 einzuführen durch die Erwägung, daß durch λ_0 ein Grenzzustand gekennzeichnet wird, in dem bei voll ausgebildeter Turbulenz für $R = \infty$ jetzt nur mehr $\{\overline{u_r u_z}\}_\infty$ allein auftritt. Es ist dann die Schubspannung

---

[11]) $(\overline{u_r u_z})$ bedeutet einen zeitlichen Mittelwert des Produktes an der Stelle r. Es ist also

$$(\overline{u_r u_z}) = \frac{u^2}{2\sin\varphi}\left(\frac{r}{\varrho}\right). \tag{16a}$$

(Bedeutung von $u\,\varphi$, ϱ: Geschwindigkeit, Richtung, Krümmungsradius der turbulenten Bahnteile!)

[12]) v. Kármán, Delfter Vortrag vgl. Fußnote 1.

$$\tau = -\frac{\gamma}{g}\{\overline{u_r u_z}\}_\infty, \tag{19}$$

und das Druckgefälle

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{2\tau}{r} = \frac{2\gamma}{g r}\{\overline{u_r u_z}\}_\infty = \frac{\lambda_0 w^2 \gamma}{2 g r_0}, \tag{20}$$

somit

$$\{\overline{u_r u_z}\}_\infty = \frac{\lambda_0}{4} w^2 \frac{r}{r_0}, \tag{21}$$

als Grenzwert für $r = r_0$ wird dann

$$\{\overline{u_r u_z}\}_\infty = \frac{\lambda_0}{4} w^2 \sim \frac{w^2}{400}. \tag{21a}$$

Es könnte dies als ein Widerspruch erscheinen, da doch am Rande $\{\overline{u_r u_z}\}$ wie gezeigt wurde, verschwindet. Wie wir aber gleich sehen werden, handelt es sich hier um den Größtwert der mittleren Schwankungsgeschwindigkeiten, der mit wachsendem R immer weiter nach dem Rand rückt und hier am inneren Rande der Grenzschicht auftritt.

Weiter ist aber mit elementaren Mitteln nicht zu kommen, denn die funktionelle Abhängigkeit des Produktes $(u_r u_z)$ von der Reynoldsschen Zahl R ist von vornherein nicht festzustellen. Bei Lorenz ist, wie schon erwähnt, diese Schwierigkeit durch die Einführung der verschiedenen Reibungskoeffizienten μ und μ_0 und durch die angenommene Geschwindigkeitsverteilung umgangen worden. Für ein stetiges Gesetz, also auch für das von Mohorovičić ist eine solche Erweiterung der Turbulenzgleichung nur durch eine weitere mehr oder weniger willkürliche Annahme möglich, die auch die sprungweise Änderung für $R \gtreqless R_0$ erklären könnte.

Wenn nun auch die bisherigen Erörterungen bezüglich der Aufstellung einer Turbulenzgleichung keinen Fortschritt gegenüber dem Lorenzschen gebracht haben, so gestatten sie uns doch noch eine Abschätzung über die Größe der Schwankungsgeschwindigkeiten zu geben für einen beliebigen Radius r des Rohres.

Um Zahlenwerte zu bekommen, nehmen wir als Gesetz für die Geschwindigkeitsverteilung das von Mohorovičić nach Gl. (11) an und erhalten damit aus der Formel (18) die Beziehung

$$\left\{\frac{\overline{u_r u_z}}{w^2}\right\} = \frac{m+2}{R}\left(\frac{r}{r_0}\right)\left\{1 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^{m-2}\right\}. \tag{22}$$

Das Produkt $\{\overline{u_r w_z}\}$ der Schwankungsgeschwindigkeiten verschwindet somit in Übereinstimmung mit der Erfahrung für $m = 2$, d. h. beim Übergang zur Laminarströmung. Bei gleichem Radius r bleibt weiter das Verhältnis $\left\{\frac{\overline{u_r u_z}}{w^2}\right\}$ keineswegs konstant, da bei den verschiedenen Reynoldsschen Zahlen keine mechanische Ähnlichkeit mehr besteht.

Wie schon oben erwähnt, verschwindet $\{\overline{u_r u_z}\}$ am Rande und in der Mitte des Rohres. Dazwischen tritt also ein Größtwert auf für den Radius

$$r' = r_0\left(\frac{1}{m-1}\right)^{\frac{1}{m-2}}, \tag{23}$$

und es ist dieser Größtwert mit R aus (5d)

$$\max\left\{\frac{\overline{u_r u_z}}{w^2}\right\} = \frac{m^2-4}{m-1}\left(\frac{r'}{r_0}\right)\frac{1}{R} = \frac{\lambda}{4}\,\frac{(m^2-4)(m+2)}{m^2(m-1)^{\frac{m-1}{m-2}}}. \tag{24}$$

Mit wachsendem R oder m rückt die Stelle des Maximums immer weiter nach außen, um schließlich für sehr große R bis an den Rand der Grenzschicht zu kommen. Man erhält die nachstehende Zahlentafel 2, in der die zu m gehörigen Produkte $(R\lambda)$ aus der Gl. (5d)

$$R\lambda = 4(m+2), \tag{5d}$$

die R jedoch aus den Versuchen von Saph und Schoder entnommen wurden. Der Größtwert selbst wächst nach Ansatz (24) dauernd an, bis er für sehr große m und R übergeht in

$$\max\left\{\frac{\overline{u_r u_z}}{w^2}\right\}_{R=\infty} = \frac{m}{R}. \tag{25}$$

Zahlentafel 2.

m	$R\lambda$	R	r'/r_0	$\left(\frac{u_r u_z}{w^2}\right)$
2	16	1160	0	0
3	20	1200	0,5	1/950
4	24	1270	0,58	1/550
6	32,3	1500	0,67	1/350
10	48	2500	0,76	1/320
13,5	62	3500	0,80	1/310
18	80	5000	0,84	1/355
27,5	118	7500	0,87	1/310
31	132	10000	0,89	1/350
128	520	50000	0,95	1/400

Nach Gl. (5d) ist aber $R\lambda = 4(m+2)$. In diesem Fall wird nun $\lambda = \lambda_0$ und $(m+2) \sim m$, somit

$$\frac{m+2}{R} = \frac{\lambda_0}{4} = \frac{1}{400}$$

in Übereinstimmung mit Gl. (21a) als Grenzwert für das Produkt $\{\overline{u_r u_z}\}$ erhalten, welches am inneren Rande der Grenzschicht auftritt.

Die unregelmäßigen Schwankungen von $\left\{\frac{\overline{u_r u_z}}{w^2}\right\}$ in der Zahlentafel 2 sind eine Folge der schwankenden Abweichungen zwischen Beobachtung und

Berechnung der R-Werte wie er auch schon in Zahlentafel 1 zum Ausdruck kam.

Man erkennt übrigens aus der Zahlentafel, wie auch aus Gl. (24), daß der Größtwert des Produktes $\{\overline{u_r u_z}\}$ beim Übergang von der Laminarströmung in die turbulente sofort sehr rasch von Null aus anwächst, dann aber nahezu konstant bleibt. Auch dieser Verlauf deutet auf die sprungweise Änderung des Strömungszustandes und der damit zusammenhängenden Erscheinungen hin. Alle diese Überlegungen zeigen weiter, daß ein stetiges Geschwindigkeitsgesetz, wie das von Mohorovičić nicht imstande ist die Vorgänge in ihrem ganzen Verlauf wiederzugeben, daß also nicht beide Strömungsarten von dem gleichen Gesetz erfaßt werden können. In dieser Hinsicht muß man zugestehen, daß das unstetige Geschwindigkeitsprofil von Lorenz und die Einführung der beiden Reibungskoeffizienten tatsächlich es ermöglicht haben eine elementare Ableitung einer einfachen und umfassenden „Turbulenzgleichung" zu geben.

Zusammenfassung.

Auf Grund des Lorenzschen Gedankenganges für die Aufstellung einer Turbulenztheorie werden die Gleichungen für den Zusammenhang des Widerstandsbeiwertes λ mit der Reynoldsschen Zahl zuerst allgemein abgeleitet und dann auf die von Mohorovičić vorgeschlagene Geschwindigkeitsverteilung der Strömung im Rohre angewendet. Es wird gezeigt, daß damit für größere Reynoldssche Zahlen eine leidliche Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen und den Lorenzschen Formeln erzielt werden, daß aber für den Übergang zu schwach turbulenten und schließlich laminaren Strömungen ein stetiges Geschwindigkeitsverteilungsgesetz nicht genügt, um den ganzen Bereich zu erfassen. Berechnung des Mittelwertes des Produktes der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit.

(Eingegangen am 29. Januar 1926.)

Oszillographische und spektrographische Untersuchungen an Röntgenröhren.

Von R. Glocker und E. Kaupp.

(Mitteilung aus dem Röntgenlaboratorium an der Technischen Hochschule Stuttgart.)

(Hierzu Tafel XXVIII und XXIX.)

Die vorliegenden Untersuchungen über die Abhängigkeit der Energieverteilung im kontinuierlichen Röntgenspektrum von der Form der Strom- und Spannungskurve der Röhre sind einem technischen Bedürfnis entsprungen, das bei der medizinischen Anwendung der Röntgenstrahlen für die Zwecke der Krankenbehandlung erstmals aufgetreten ist, nämlich „Erzeugung einer möglichst homogenen, sehr durchdringungsfähigen Röntgenstrahlung". Im Laufe der Arbeit wurden eine Reihe von Fragen elektrotechnischer und physikalischer Art, wie sie sich beim Betrieb von Röntgenapparaten häufig einstellen, in den Bereich der Untersuchungen mit einbezogen; insbesondere wurde der Vervollkommnung der oszillographischen Verfahren besondere Beachtung geschenkt.

1. Stromoszillographie.

Bei dem bekannten Verfahren, die Momentanwerte der Röhrenstromstärke mit Hilfe einer Gehrckeschen Glimmlichtröhre [1]) als Funktion der Zeit in einem Spiegel zu beobachten bzw. photographisch aufzunehmen, ist es zur Erreichung einer genügenden Lichtstärke notwendig, durch synchrone Rotation des Spiegels, des Films oder der Glimmlichtröhre [2]) mehrere Stromkurven zu überlagern. Feinheiten der Stromkurven, insbesondere Unterschiede in der Form zweier unmittelbar aufeinanderfolgender Entladungsstöße, wie sie bei Ein- und Ausschaltvorgängen auftreten, entziehen sich auf diese Weise der Beobachtung. Es erschien uns daher erstrebenswert, das glimmlichtoszillographische Verfahren so auszubauen, daß Einzelaufnahmen jedes Stromstoßes möglich werden.

Dieses Ziel wurde erreicht durch Benützung einer außerordentlich lichtstarken Optik (Steinheil-Cassar-Anastigmat 1 : 3,5) und durch Anwendung eines besonderen Entwicklungsverfahrens, das auch geringe, kaum merkliche Schwärzungen deutlich hervortreten ließ. Hauffultrarapidplatten [3]) wurden 90 Sekunden lang in einem 34^0 C heißen Adurolentwickler (Verdünnung 1 : 5) entwickelt und dann in einem ziemlich sauren Fixierbad fixiert.

Die photographische Platte von maximal 24 cm Länge wurde mit einer Geschwindigkeit von nahezu 5 m/sec in vertikaler Richtung hinter dem Objektiv vorbeibewegt. In einem licht- und strahlensicheren Kasten befand sich eine aus gespannten Stahldrähten bestehende Führung, an welcher sich die mit Rollen versehene Plattenkassette mit geringer Reibung durch ihr Eigengewicht rasch vertikal abwärts bewegte. Zur Vermeidung einer mechanischen Erschütterung des Systems erfolgte die

---

[1]) Verh. d. D. Phys. Ges. **6** (1904), 176.

[2]) Janus und Voltz, Phys. Zeitschr. **16** (1915), 133 und 213.

[3]) Der Chem. Fabrik Hauff & Cie. in Feuerbach sind wir für die freundliche kostenlose Überlassung des sämtlichen benötigten photographischen Materials zu Dank verpflichtet.

Auslösung der Kassette aus ihrer Ruhestellung auf elektromagnetischem Wege. Eine Lederbremse und eine besondere Fangvorrichtung am Boden des Kastens verhüteten eine Beschädigung der Platten bei der raschen Beendigung der Bewegung. Wegen der Überschlagsgefahr konnte der Abstand Glimmlichtröhre—Objektiv nicht unter 40 cm herabgesetzt werden. Es erwies sich als notwendig, die eine Kontur des Glimmstiftes abzudecken, um scharfe Begrenzungslinien der Stromkurvenbilder zu erhalten. Trotz der hierdurch bedingten Verminderung der Lichtstärke auf die Hälfte konnten doch in allen Fällen ausreichend exponierte Aufnahmen erzielt werden.[4])

Zur Auswertung der Platten wurde anstatt des Aufdruckens von Zeitmarken mit Hilfe einer Stimmgabel so verfahren, daß die Zahl der Stromstöße pro Sekunde primärseitig durch Messung der Tourenzahl des Unterbrechers bei Induktorunterbrecherapparaten bzw. der Frequenz des Wechselstromes bei Hochspannungsgleichrichtern bestimmt wurde.

Zur Untersuchung gelangten Ionenröhren und Elektronenröhren (Coolidge- und Lilienfeldröhre) verschiedener Bauart, die an verschiedenen Apparaten betrieben wurden. Es standen zur Verfügung zwei für höchste Spannungen gebaute Induktorapparate, deren Schaltung prinzipielle Verschiedenheiten[5]) zeigt (Abb. 1 und 2), zwei

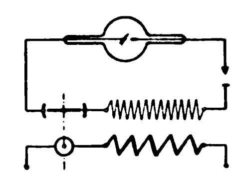


Abb. 1. Induktor mit Nadelschalter.

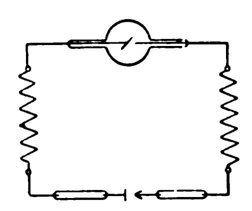


Abb. 2. Induktor-Symmetrieschaltung. (Die Primärspulen sind nicht eingezeichnet.)

Hochspannungsgleichrichterapparate[6]) mit rotierenden Schaltorganen zur sekundärseitigen Gleichrichtung des hochgespannten Wechselstromes, sowie eine Anlage zur Erzeugung von hochgespannten kontinuierlichen Gleichstrom mit Hilfe von Kondensatoren und Glühventilen.

Von den zahlreichen Aufnahmen sollen im folgenden nur einige besonders charakteristische Oszillogramme besprochen werden, welche zu Schlußfolgerungen allgemeinerer Art Anlaß geben.

I. **Der durch eine Glühelektronenröhre**[7]) (6 MA. bei 50 KV.) **bei direktem Anschluß an sinusförmige Wechselspannung fließende Strom hat keineswegs sinusförmige Form** (Taf. XXVIII, Abb. 2), wie der Vergleich mit der Stromkurve Abb. 1 (bei Belastung des eisengeschlossenen Transformators mit Hochspannungswiderständen bis zur Erreichung etwa gleicher Stromentnahme) zeigt. Diese Beobachtung ist überraschend, da man erwarten sollte, daß die bei dauernder Heizung des Glühfadens der Kathode ständig vorhandene Elektronenzahl die sofortige Erreichung des Höchstwertes des Stromes beim Anlegen der Spannung ermöglicht. Die Vermutung, den verzögerten Anstieg des Stromes mit einer bei den niederen Spannungswerten noch nicht vorhandenen Sättigung des Elektronenstromes zu erklären, wird durch die Tatsache widerlegt, daß die Deformation der sinusförmigen Kurve am Ende des Stromstoßes eine andere ist als zu Beginn desselben. Die Erscheinung wird vielmehr dadurch verursacht, daß infolge der direkten Verbindung der Röntgenröhre mit dem Transformator in der stromlosen Zeit eine Umladung der Elektroden auf das entgegengesetzte Potential stattfindet. Die Röhre wirkt wie ein kleiner Kondensator; daß tatsächlich auch in der stromlosen Periodenhälfte ein schwacher Ladestrom der Röhre zufließt, ist aus dem Oszillogramm deutlich zu erkennen. Zur Umladung der Elektroden bei Vorzeichenänderung des Potentiales ist eine gewisse kurze Zeitspanne erforderlich, so daß der Anstieg des Stromes zu Beginn der stromführenden Periodenhälfte gehemmt wird. In ähnlicher Weise ist auch die Verschiebung des Maximums der Stromkurve gegen das Ende des Stromstoßes hin zu erklären.

Betreibt man dieselbe Röhre bei gleicher Spannung und Stromstärke an dem gleichen Transformator[8]) unter hochspannungsseitiger Zwischenschaltung eines im Takt des Wechselstromes rotierenden Schaltorganes mit Kontaktsegmenten, die an festen Kontakten im Abstand von 1 bis 2 mm vorbeilaufen, so erhält man (Taf. XXVIII, Abb. 3a) eine von Schwingungen durchsetzte Stromkurve, deren Aussehen in hohem Grade von der

[4]) Verschiedene besonders sorgfältig hergestellte Glimmlichtröhren mit Nickelelektroden wurden von Herrn Gundelach in Gehlberg in dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt.

[5]) In Abb. 2 (sogenannte Symmetrieschaltung) sind die Primärspulen der beiden Induktoren nicht eingezeichnet.

[6]) Der Eisenkern des Transformators war beim einen Apparat geschlossen, beim anderen offen.

[7]) Hierbei ist sorgfältige Wasserkühlung der Antikathode erforderlich, weil sonst die Röhre nicht mehr als Gleichrichter wirkt. Benützt wurde zu der Aufnahme (Taf. XXVIII, Abb. 2) eine Mediaröhre von C. H. F. Müller-Hamburg.

[8]) Mit geschlossenem Eisenkern.

Beschaffenheit der Oberfläche der Kontakte, sowie der Größe des zu ionisierenden Luftzwischenraumes abhängt. Die Wirksamkeit eines vor die Röntgenröhre geschalteten Silitwiderstandes von 200000 Ohm zeigt Abb. 3b der Taf. XXVIII: die Amplitude der Schwingungen wird herabgesetzt und dadurch die Stromkurve geglättet. Bei Erhöhung der Stromstärke auf 20 MA. ergibt sich das Strombild Abb. 4, Taf. XXVIII.

Durch ausreichende Verwendung von Hochspannungswiderständen und bei guter Kontaktgebung[9]) am Hochspannungsgleichrichter, z. B. durch Anbringen von bürstenförmigen oder pinselförmigen Stromabnehmern an den rotierenden Kontakten können völlig geschlossene Stromkurven erzielt werden (Taf. XXVIII, Abb. 5, Coolidgeröhre 4 MA. 130 KV., Abb. 6, Ionenröhre 5 MA. 90 KV.). Der sehr steile Anstieg der Stromkurve der Elektronenröhre ist in ähnlicher Weise zu erklären, wie oben bei Abb. 2. An dem betreffenden Hochspannungsgleichrichter[10]) ist nämlich die Schaltung so getroffen, daß die eine Elektrode der Röhre dauernd mit dem Transformator verbunden ist und daher ständig auf das entgegengesetzte Potential in der stromlosen Hälfte der Periode aufgeladen wird. Über Stromkurven von Ionenröhren läßt sich schwer etwas allgemein Gültiges aussagen, da sie in hohem Maße vom Vakuum der Röhren und ihrer Neigung zum Weicher- oder Härterwerden abhängig sind.

In Abb. 7 der Taf. XXVIII ist die Stromkurve einer Coolidgeröhre beim Induktorbetrieb mit Symmetrieschaltung (135 KV. und 2 MA.) dargestellt. Durch entsprechende Bemessung der primärseitig eingeschalteten Kapazität[11]) wurde erreicht, daß keine Partialentladungen auftreten. Für höhere Belastungen (8 MA.) ist dies nicht mehr der Fall, wie die vier Partialentladungen der Abb. 8 zeigen. Die Wirkung eines Funkenüberganges an einer zur Röntgenröhre parallel geschalteten Meßfunkenstrecke ist sehr schön auf Abb. 7a zu sehen. Während der Zeit des Funkenüberganges ist die Röhre stromlos; als Folge des Funkens tritt eine kräftige Schwingung auf, die an einer sehr schmalen, ziemlich langen Stromordinate entgegengesetzten Vorzeichens auf dem Oszillogramm erkennbar ist.[12])

II. Bei einer näheren Untersuchung der Frage, ob bei einer Steigerung der mit einem Drehspulenmilliamperemeter gemessenen MA.-Zahl die maximale Stromordinate h des Oszillogramms eine proportionale Zunahme erfährt, verhalten sich die verschiedenen Apparatsysteme sehr unterschiedlich. Proportionalität ist offenbar solange vorhanden, als bei steigender Belastung keine Änderung der Kurvenform erfolgt, was bei Wechselstrombetrieb und bei Hochspannungsgleichrichtern im allgemeinen erst bei großen Stromstärken (mehr als 20 MA.) eintritt.

Bei den Induktoren liegen die Verhältnisse anders. Treten Partialentladungen auf, wie z. B. in Abb. 8, Taf. XXVIII, so nimmt der Maximalwert der Stromstärke h_{max} mit der Milliamperezahl (Ablesung am Drehspuleninstrument) nur wenig zu:

MA. (Drehspuleninstrument)	5	10	15
h_{max} in mm gemessen	31	52	57
h_{max}[13]) in MA. gemessen	23	38	42

Bei dem Induktor, dessen Schaltungsschema in Abb. 1 gezeichnet ist, ergeben sich schon bei niederen M. A.-Zahlen sehr bemerkenswerte Veränderungen der Stromkurve. Von 4 M. A. an nimmt der Höchstwert des Stromes kaum mehr zu; dagegen wird die Stromschlußdauer entsprechend verlängert [Abb. 3 a) 2 MA. b) 4 MA. c) 6 MA.] Diese Änderung ist für die Lebensdauer der Röhre günstig, da der Glühfaden bei Erhöhung der Stromstärke von 4 auf 6 MA. nicht wesentlich stärker[14]) beansprucht wird.

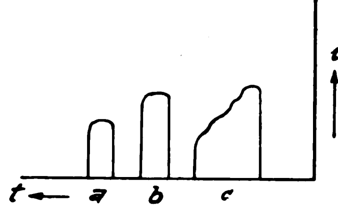


Abb. 3. Form der sekundären Stromstöße eines Induktors bei (*a*) 2 MA., (*b*) 4 MA., (*c*) 6 MA. Stromstärke.

Dem Vorteil des Induktorbetriebes, daß eine Erhöhung der mittleren Stromstärke im allgemeinen mehr eine Verlängerung der Stromdauer als eine Vergrößerung des Maximalwertes des Stromes veranlaßt, steht der Nachteil gegenüber, daß bei gleicher vom Milliamperemeter angegebenen Stromstärke am Induktor der Maximalwert der Stromstärke wegen der kürzeren Dauer eines Stromstoßes beträchtlich größer ist als bei sinusförmiger Spannung.

1. h_{max} = 56 mm (Induktor) = 40 MA.; h_{max} = 30 mm (Hochspannungsgleichrichter = 22 MA. — für 15 MA.-Ausschlag (Drehspuleninstrument)

2. h_{max} = 22 mm (Induktor) = 16 MA.; h_{max} = 9 mm (Sinusspannung) = 6,5 MA. — für 3,2 MA.-Ausschlag.

[9]) Verminderung des zur Ionisierung des Luftzwischenraumes erforderlichen Bruchteils der gesamten Spannung.

[10]) Mit offenem Eisenkern.

[11]) Voltz, Phys. Zeitschr. **20** (1919), 412.

[12]) Nur auf der Originalplatte sichtbar.

[13]) Die einer bestimmten Glimmlichtlänge h_{max} entsprechende Milliamperezahl wurde durch Eichung mit kontinuierlichem Gleichstrom bestimmt.

[14]) Eine geringfügige Erhöhung der Heizstromstärke bewirkte in diesem Fall schon eine große Änderung der Stromstärke.

← — Fallrichtung der Platte. (3/4 natürliche Größe.)



Abb. 1. Stromkurven bei Widerstandsbelastung des Transformators.

Abb. 2. Stromkurve bei Belastung des Transformators mit einer Glühelektronenröhre.



Abb. 3a. Stromkurve einer Coolidgeröhre an einem Hochspannungsgleichrichter.



Abb. 3b. Stromkurven der Abb. 3a nach Einschaltung von Hochspannungswiderständen.

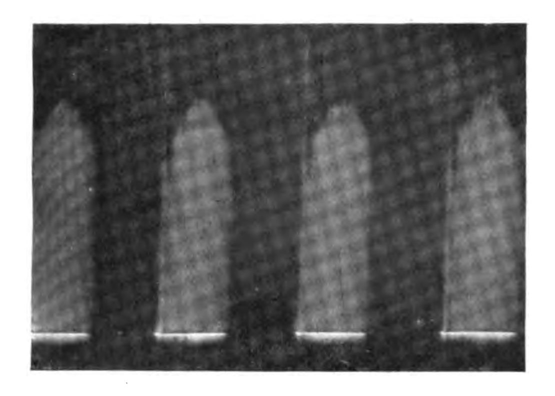


Abb. 4. Stromkurven der Abb. 3a bei Erhöhung der Stromstärke.



Abb. 5. Schwingungsfreie Stromkurven einer Coolidgeröhre bei Hochspannungsgleichrichterbetrieb.

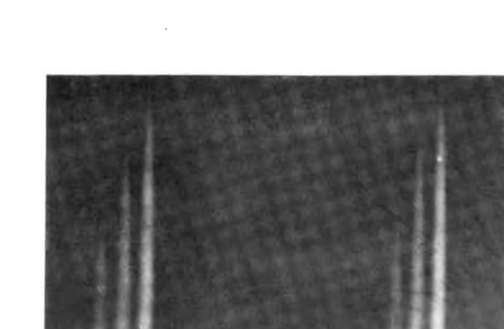


Abb. 6. Stromkurven einer Ionenröhre bei Hochspannungsgleichrichterbetrieb.



Abb. 7a. Stromkurve einer Coolidgeröhre bei Induktorbetrieb, 2 MA. Stromstärke.

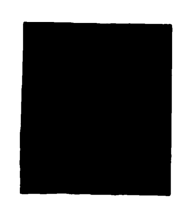


Abb. 7b. Stromkurve der Abb. 7a bei Funkenübergang an der Parallelfunkenstrecke.

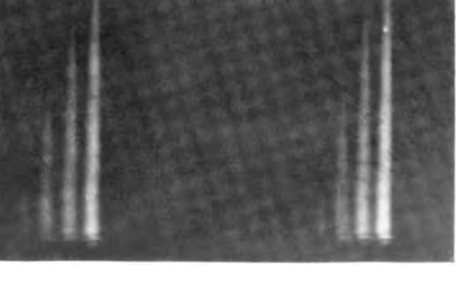


Abb. 8. Stromkurven einer Coolidgeröhre bei Induktorbetrieb, 8 MA. Stromstärke (Partialentladungen).



Abb. 9a

Abb. 9b.

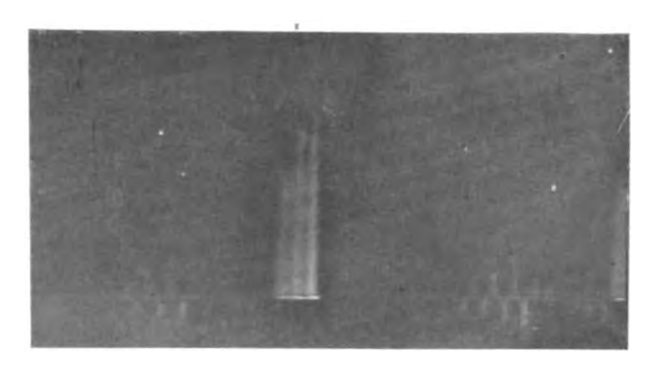
Form der Stromstöße bei Induktorbetrieb einer Coolidgeröhre a) auf der Leitung zur Kathode, b) auf der Leitung zur Anode.

R. Glocker und E. Kaupp.

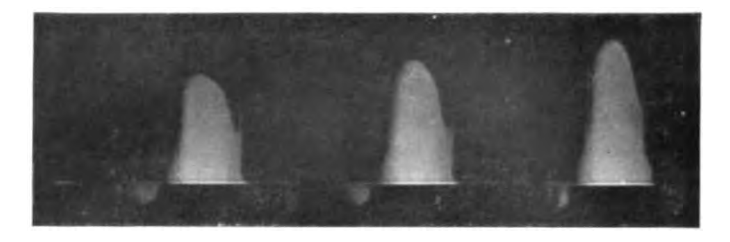


←-- Fallrichtung der Platte.

($^3/_4$ natürliche Größe.)



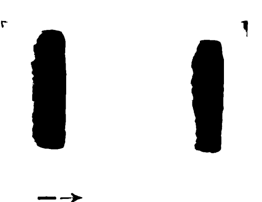
-→ Abb. 10. Schwingungen bei Induktorbetrieb einer Coolidgeröhre.



-→ Abb. 11. Einschaltvorgang bei Betrieb einer Coolidgeröhre an einem Hochspannungsgleichrichter.



-→ Abb. 12. Ausschaltungsvorgang bei Induktorbetrieb einer Coolidgeröhre.



-→ Abb. 13. Emissionskurve zur Stromkurve Abb. 5.

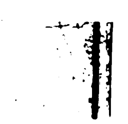


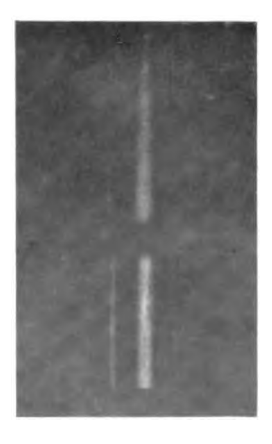
Abb. 16. K_a-Dublett von Wolfram.



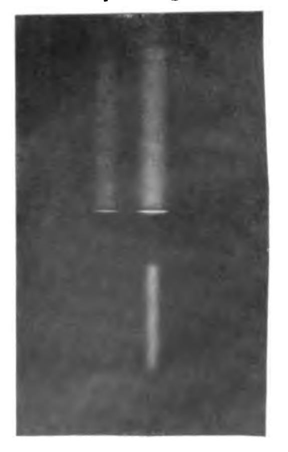
-→ Abb. 14a. Emissionskurve bei Betrieb mit Gleichspannung.



-→ Abb. 14b. Stromkurve bei Betrieb mit Gleichspannung.



-→ Abb. 15a. Strom- und Emissionskurve bei Induktorbetrieb einer Ionenröhre.



-→ Abb. 15b. Strom- und Emissionskurve bei Induktorbetrieb einer Coolidgeröhre.

R. Glocker und E. Kaupp.

Diese Feststellung ist in verschiedener Hinsicht von Interesse:

Da die Heizstromstärke der Glühkathode so hoch sein muß, daß die der maximalen Röntgenstromordinate entsprechende Elektronenzahl erzeugt werden kann, so ist es ohne weiteres verständlich, daß Coolidgeröhren am Induktor eine größere Heizstromstärke benötigen als am Gleichrichter[15]); die Beanspruchung des Heizfadens ist im ersten Fall dementsprechend größer, was allerdings erst bei Schnellaufnahmen mit großer Stromstärke praktisch ins Gewicht fällt.

Für den starken Spannungsabfall der Induktoren bei starker Stromentnahme ist als Ursache, außer der Wirkung des offenen Eisenkerns, der Umstand mitverantwortlich zu machen, daß der Höchstwert der Momentanstromstärke 2 bis 3 mal so groß ist als beim Hochspannungsgleichrichter. Hierin[16]) liegt auch die Erklärung dafür, daß Ionenröhren, bei denen infolge der eigenartigen Charakteristik die Spannung mit steigender Stromstärke ansteigt, beim Betrieb an Induktoren bzw. Hochspannungsgleichrichtern bei gleicher Milliamperezahl, insbesondere bei Belastung mit größeren Stromstärken, verschiedenartige Strahlungen liefern.

III. In Anbetracht der sehr kurzen Dauer der Stromstöße bei Induktoren (etwa $1 \cdot 10^{-3}$ Sekunden) erscheint die Frage wohl begründet, ob die üblichen Drehspuleninstrumente zur Messung der sekundären Stromstärke richtig messen, das heißt den linearen Mittelwert der Stromstärke anzeigen?

Ist F die Fläche eines Stromstoßbildes auf dem Oszillogramm und T die Dauer einer Periode, ferner i die Momentanstromstärke, so gilt für die mittlere Stromstärke $\bar{i}$ die Beziehung

$$\bar{i} = \frac{1}{T}\int_0^T i\,dt = \frac{F}{T}.$$

Bei Hochspannungsgleichrichtern und bei Wechselstrombetrieb war der aus dem Oszillogramm erhaltene Wert $\bar{i}$ in guter Übereinstimmung mit der Angabe des Drehspulenmilliamperemeters. Bei Induktorbetrieb (Abb. 2) traten dagegen Abweichungen auf, derart, daß die Angabe des Drehspuleninstrumentes größer ist als der lineare Mittelwert $\bar{i}$. Bei gleichem Milliamperemeterausschlag verhielten sich die Mittelwerte der Stromstärke an einem Induktor i_J bzw. an einem Hochspannungsgleichrichter i_H wie 0,72 : 1,0.[17]) Weitere Versuche lieferten sämtlich das Ergebnis, daß das Drehspulenmilliamperemeter die sehr rasch verlaufenden, sehr steilen Stromstöße der Induktoren falsch mißt und einen zu großen Mittelwert der Stromstärke angibt.

[15]) Um klare Verhältnisse zu haben, erfolgte die Heizung mit einer 12 Volt Akkumulatorenbatterie.

[16]) Außer der Verschiedenheit des Spannungsverlaufes.

[17]) Bei Bemessung der Expositionszeiten zur Erreichung gleicher Schwärzung der Spektrogramme beider Strahlungen (Teil 3) wurde dieses Verhältnis bestätigt.

IV. Oszillographische Untersuchungen der Stromkurven von Röntgenapparaten müssen stets auf beide Zuleitungen zur Röhre ausgedehnt werden, da beträchtliche Verschiedenheiten auftreten können, wie folgender Fall zeigt:

Induktor (Schaltungsschema Abb. 1). Coolidgeröhre 180 KV. 2 MA.

Stromverlauf in der Leitung zur Kathode Abb. 9a, Taf. XXVIII.

Stromverlauf in der Leitung zur Anode Abb. 9b, Taf. XXVIII.

Wird die Vorschaltfunkenstrecke nicht vorgeschaltet, so treten Schwingungen zwischen den eigentlichen Stromstößen (Abb. 10, Taf. XXIX) auf. Auf die Wirkung des doppelpoligen Abschaltens der Röhre wird später nochmals (vgl. V.) zurückgekommen werden.

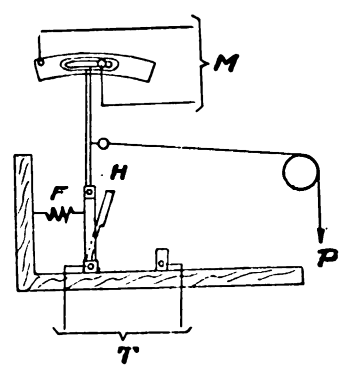


Abb. 4. Schaltvorrichtung für Stromoszillographie.

V. Zur Untersuchung der beim Ein- und Ausschalten des Röhrenstromkreises auftretenden Ausgleichsvorgänge wurde die in Abb. 4 schematisch dargestellte[18]) Schaltvorrichtung benützt, welche es gestattet, die Fallkassette des Oszillographen so auszulösen, daß sich der Anfang der photographischen Platte zu Beginn des Schaltvorganges im Röntgenkreis eben vor dem Objektiv befindet. An dem Schaltmesser ist ein Arm angebracht, der auf einem Kupferband gleitet und dadurch den Strom M des Magneten zur Auslösung der Fallkassette öffnet. Die Zeit zwischen Stromunterbrechung im Magnetkreis und Schaltbeginn im primären Röntgenkreis T (Betätigung des doppelpoligen Schalters durch die Feder F) kann durch entsprechende Bemessung der Länge des Kupferbandes beliebig eingestellt

[18]) Die gezeichnete Anordnung dient zur Untersuchung des Einschaltvorganges.



werden. Das Gewicht bei *P* dient zur Regelung der Schaltgeschwindigkeit.

Ein schönes Beispiel für die veränderten Stromverhältnisse beim Einschalten liefert das Bild Abb. 11 der Taf. XXIX; bei dem betr. Hochspannungsgleichrichter ist der eine Pol der Röhre dauernd mit dem Transformator verbunden (4 MA. 130 KV. Coolidgeröhre). Der erste Stromstoß ist etwa doppelt so groß, beim dritten wird die normale Form und Größe erreicht. Es ist bekannt[19]), daß beim Anschalten von Leitern mit Kapazität, besonders bei hohen Betriebsspannungen, die Einschaltespannung- und Stromstärke infolge der Ausgleichsvorgänge maximal das Doppelte des normalen Betriebszustandes erreichen kann. Die Abb. 11 läßt den Schluß zu, daß auch die an der Röhre liegenden Spannungswerte beim Einschaltvorgang gegenüber normalem Betrieb stark erhöht sind. Diese Überspannungen sind für die Lebensdauer der Röhre ungünstig. Das Ergebnis der oszillographischen Untersuchung wird durch die Erfahrung bestätigt, daß bei einem Apparatsystem dieser Schaltung Durchschläge der Röhren und Gasausbrüche öfters beobachtet wurden. Durch Einbau eines Silitwiderstandes von 200 000 Ohm konnte eine Verzerrung der Stromkurven durch den Schaltvorgang unterdrückt werden.

Als Beispiel eines Ausschaltvorganges ist eine an einem Induktor erhaltene Aufnahme (Abb. 12, Taf. XXIX) aufgeführt, auf der die Schwingungsvorgänge, die dem letzten Stromstoß nachfolgen, deutlich zu erkennen sind (Coolidgeröhre, 3 MA. 160 KV.).

Das Ergebnis der zahlreichen Versuche über Ein- und Ausschaltvorgänge läßt sich dahin zusammenfassen, daß **eine einpolige Verbindung der Röntgenröhre mit dem Induktor oder Transformator leicht Anlaß zu Schwingungen und Überspannungen beim Schaltvorgang gibt und daß daher ein doppelpoliges Abschalten der Röhre** (zwei Nadelschalter oder rotierende Scheibe mit vier Kontakten oder ein Nadelschalter und gleichzeitig in der anderen Leitung eine kurze Vorschaltfunkenstrecke) **im Interesse der Röhrenschonung unbedingt vorzuziehen ist.** In gleicher Weise wirkt die sogenannte Symmetrieschaltung bei Induktoren, bei der die Röhre dauernd mit je einem Pol zweier Induktoren verbunden ist.

2. Spannungsoszillographie.

Die Spannungsoszillographie von Röntgenröhren bietet gewisse Schwierigkeiten, weil durch Einschaltung der üblichen Spannungsoszillographen (Braunsche Röhre-, Blondel-Oszillograph) die elektrischen Verhältnisse im Stromkreis der Röntgenröhre leicht wesentliche Veränderungen erleiden.

Das von uns angewandte **Verfahren zur näherungsweisen Bestimmung des Spannungsverlaufes** beruht auf der Überlegung, daß die gesamte von einer Coolidgeröhre pro Sekunde ausgestrahlte, ionometrisch gemessene[20]) Röntgenenergie proportional der Stromstärke und dem Quadrat der Spannung ist. Durch gleichzeitige Messung der Strahlungsenergie und der Stromstärke, beide als Funktion der Zeit bestimmt, kann das Quadrat der Spannung in jedem Zeitmoment erhalten werden, indem die Ordinate der Energiekurve durch die synchrone Ordinate der Stromkurve dividiert wird. Die Quadratwurzel der Ordinaten der neuen Kurve liefern sodann die Momentanwerte der Spannung, wobei der noch willkürliche Maßstab der Ordinaten dadurch in Volt geeicht werden kann, daß durch spektrographische Bestimmung der Grenzwellenlänge des kontinuierlichen Spektrums der betreffenden Strahlung der Maximalwert der Spannung direkt in Volt ermittelt wird.

Zur technischen Durchführung des Verfahrens wurde an dem Glimmlichtoszillographen neben der Optik ein 0,35 mm breiter, horizontaler Bleispalt angebracht[21]), so daß auf der einen Langseite der Platte die Intensität der Strahlungsemission, auf der anderen Langseite die Stromstärke, als Funktion der Zeit photographisch aufgenommen werden konnte. Um zeitlich zusammengehörige Ordinatenwerte beider Kurven auf ein und derselben Senkrechten zur Zeitachse auf dem Oszillogramm zu erhalten, wurde bei unbewegter Platte das von der Optik gelieferte Bild des Glimmstiftes und die strichförmige Schwärzung der durch die Spaltblende hindurchtretenden Röntgenstrahlung durch Verschieben des Spaltes genau in eine Gerade gebracht. Zur Aufnahme der Emissionskurven wurde die betreffende Hälfte der photographischen Platte mit einem Verstärkungsschirm bedeckt, um ausreichende Schwärzungen zu erhalten. Um aus der photometrisch bestimmten[22]) Schwärzung die Röntgenstrahlenenergie zu bekommen, wurde durch besondere Versuche das Schwärzungsgesetz der Hauffultrarapidplatten mit Heydenfolie bei Adurolentwicklung ermittelt.

Gegen das Verfahren können folgende Einwände erhoben werden: Da sich bei der Veränderung der Spannung während der Zeitdauer einer Entladung das Energiemaximum und die kurzwellige Grenze des Spektrums verschiebt, so rührt die Schwärzung an den verschiedenen

---

[19]) K. W. Wagner, Elektromagnetische Ausgleichsvorgänge in Freileitungen und Kabeln, Teubner 1908.

[20]) Ulrey, Phys. Rev. **11** (1918), 401.

[21]) Abstand von der photogr. Platte 1 cm; 10 cm davor befand sich ein 1 mm weiter Spalt zur Abschirmung von Sekundärstrahlungen.

[22]) Photometriert wurde in Richtung der Zeitachse.



Stellen der Platte von qualitativ verschiedenen Strahlungen her. Dazu kommt, daß die photographisch und nicht die ionometrisch wirksame Strahlungsenergie gemessen wird. Die hieraus entstehenden Fehler werden dadurch gemildert, daß infolge der sehr starken Wellenlängenabhängigkeit des Verstärkungsschirmes[23]) hauptsächlich nur der kurzwellige Teil des Spektrums die Schwärzung verursacht und daß die Abhängigkeit der photographischen Wirkung von der Wellenlänge in dem hier in Betracht kommenden Spektralbereich ungefähr die gleiche ist wie bei der Ionisationswirkung.[24]) Der Umfang der Änderung der Strahlungsqualität erfährt praktisch noch eine erhebliche Einschränkung, weil die zu den kleinen Spannungswerten gehörenden Strahlungsintensitäten wegen der quadratischen Gleichung $J = c. V.^2$ zur Gesamtwirkung auf die photographische Platte fast nichts beitragen.

Ein Beispiel einer Emissionskurve[25]) gibt Abb. 13, Taf. XXIX, die dem Stromoszillogramm Abb. 5, Taf. XXVIII entspricht; nur war die Fallgeschwindigkeit der Platten in beiden Fällen verschieden. Die Unterschiede im Spannungsverlauf kommen wegen der quadratischen Abhängigkeit der Strahlungsenergie von der Spannung und wegen der sehr steilen Gradation der photographischen Aufnahmen mit Verstärkungsschirm in übertriebener Weise zur Geltung. Von dieser Tatsache kann man mit Vorteil Gebrauch machen, um Anlagen zur Erzeugung von kontinuierlichem, hochgespanntem Gleichstrom in bezug auf die Konstanz der Spannung zu prüfen. Geringe, auf dem Stromoszillogramm (Abb. 14b, Taf. XXIX) kaum erkennbare Schwankungen erzeugen bei Aufnahmen der Emissionskurve (Abb. 14a, Taf. XXIX) staffelförmige Schwärzungen.

Eine gleichzeitige Aufnahme der Emissions- und der Stromkurve enthält Abb. 15a, Taf. XXIX (oben: Stromkurve, unten: Emissionskurve), welche mit einer Ionenröhre an einem Induktor (Schaltung Abb. 2) bei 3,5 MA. erhalten wurde. Jede Partialentladung veranlaßt eine Emission von Röntgenstrahlen. Coolidgeröhren zeigten bei wiederholten Versuchen ein prinzipiell anderes Verhalten. Nur der erste Stromstoß ist von einer Strahlungsemission begleitet; die Emissionsdauer ist wesentlich kleiner als die Stromdauer, alle folgenden Partialentladungen tragen nichts zur Röntgenstrahlenerzeugung bei und bedeuten nur eine nutzlose Strombelastung der Röhre (Abb. 15b, Taf. XXIX, Coolidgeröhre 10 MA.). Dieses Ergebnis wird bestätigt durch eine Ionisationmessung der gesamten, von der Röhre ausgesandten Strahlungsenergie in Abhängigkeit von der Stromstärke[26]):

Ionisation	20	30	34	willkürl. Einheiten
Stromstärke	3	6	10	MA.

Praktisch wichtig ist dieses Resultat, wenn mit Apparaten[27]) dieses Schaltungsschemas Aufnahmen mit hoher Stromstärke, z. B. für diagonistische Zwecke, gemacht werden sollen: Sogenannte Schnellaufnahmen mit Glühkathodenröhren sind nur bei Abänderung der primären Kapazität möglich und auch dann nur bei nicht allzu großen Stromstärken.

Der Vergleich der Abb. 15a und b läßt am besten erkennen, zu welchen Fehlschlüssen eine Beurteilung der elektrischen Verhältnisse im Hochspannungskreis von Röntgenapparaten nur auf Grund des Stromoszillogrammes allein führen kann.

Die gleichzeitige Aufnahme der Strom- und Emissionskurven ermöglicht ferner die Lösung einer bisher noch nie in Angriff genommenen Aufgabe, nämlich die Bestimmung der Phasenverschiebung zwischen Röntgenstrom und Röntgenspannung. Bezeichnet man mit T die Dauer einer Periode des Entladungsvorganges, d. h. die Zeit zwischen dem Beginn zweier aufeinanderfolgender Stromstöße, so erreicht die Phasenverschiebung an einem Hochspannungsgleichrichter bei 10 MA. Belastung den Betrag von $^1/_{20}\ T$, und muß daher bei Einstellung des Nadelschalters berücksichtigt werden, weil sonst

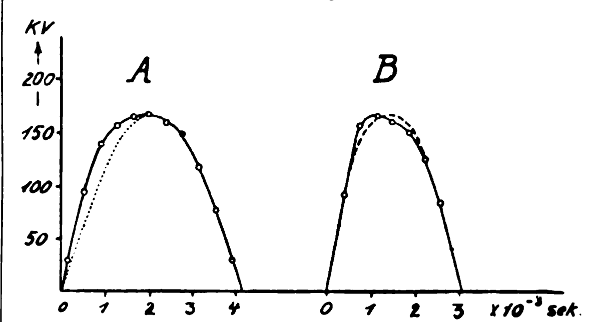


Abb. 5. Spannungsverlauf bei Betrieb einer Coolidgeröhre. *A*) an einem Induktor. *B*) an einem Hochspannungsgleichrichter mit offenem Eisenkern.

mit steigender Belastung ein starkes Nachziehen von Funken auftritt.

Der Spannungsverlauf an Röntgenapparaten verschiedenen Systemes zeigt keine solch große Verschiedenheiten, wie sie nach der vorhandenen Literatur (Dreiecksform der Induktorkurve, Sinusform des Hochspannungsgleichrichters) erwartet werden sollte: Abb. 5B Induktor (Symmetrieschaltung), Abb. 5A Hochspannungsgleichrichter mit Nadelschalter und Transformator mit

[23]) Schlechter, Phys. Zeitschr. **24** (1923), 29.
[24]) Berthold und Glocker, Zeitschr. f. Phys. **31** (1925), 259.
[25]) Abzug vom Diapositiv der Platte.
[26]) Bei Konstanthaltung der Röhrenspannung.
[27]) Die in erster Linie zur Erzeugung hoher Spannungen bei relativ geringer Stromstärke bestimmt sind.



offenem Eisenkern, Abb. 6 Hochspannungsgleichrichter mit rotierender Scheibe und eisengeschlossenem Transformator. In Abb. 5 A ist auf den gleichen Abszissenmaßstab verkürzt die Spannungskurve der Abb. 5 B gestrichelt eingezeichnet: die Unterschiede sind außerordentlich gering. Beide Kurven haben große Ähnlichkeit mit einer Sinuskurve[28]), während der Spannungsverlauf der Abb. 6 deutlich von der Sinusform abweicht. Der Bruchteil α der Entladungsdauer, während dessen die Spannung in den Grenzen v_{max} und $v_{max} - 10\%$ liegt, ist bei Abb. 6 $\alpha = 0{,}5$, bei Abb. 5 A u. B je $\alpha = 0{,}4$ und bei einer Sinuskurve $\alpha = 0{,}3$. Die erste Strahlung muß demnach im kurzwelligen Gebiet größere Intensität aufweisen als die beiden letzteren.

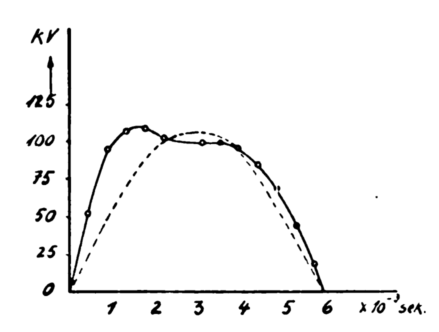


Abb. 6. Spannungsverlauf bei Betrieb einer Coolidgeröhre an einem Hochspannungsgleichrichter mit geschlossenem Eisenkern.

Zur Prüfung des zur Ableitung der Spannungskurven benützten Verfahrens wurden die drei Strahlungen mit einem Seemannspektrographen nach der im Teil 3 später zu besprechenden Methode spektroskopisch untersucht mit dem Ergebnis, daß von 0,1 bis 0,7 Ångström[29]) die Energieverteilung im Spektrum der beiden ersten Strahlungen Punkt für Punkt zusammenfällt, während die dritte Strahlung im Bereich 0,1 bis 0,2 Ångström mehr Energie, im Bereich 0,3 bis 0,5 Ångström weniger Energie emittiert.

Das Ergebnis der Bestimmung der Spannungskurven wird somit aufs beste durch die spektrale Untersuchung der mit diesen Spannungen erzeugten Strahlungen bestätigt und damit bewiesen, daß die oben erwähnten prinzipiellen Bedenken gegen dieses Verfahren der Spannungsoszillographie praktisch nicht ins Gewicht fallen.

3. Spektraluntersuchungen.

Bei einem Vergleich der spektralen Zusammensetzung der von verschiedenen Röhrenarten (Ionenröhren, Elektronenröhren) gelieferten Strahlungen bzw. bei einer Untersuchung des Einflusses der Spannungsform des Röntgenapparates auf die spektrale Energieverteilung der Strahlung ein- und derselben Röhre, ist es eine unerläßliche Voraussetzung, genau definierte Betriebszustände der Messung zugrunde zu legen. Viele Widersprüche in den Beobachtungen verschiedener Forscher finden darin ihre Erklärung, daß scheinbar gleiche Betriebszustände, z. B. die Spannung an der Röhre, tatsächlich doch verschieden waren. Am besten ist es, als Grundlage von Vergleichsmessungen an Strahlungen verschiedener spektraler Zusammensetzung die Gleichheit der auf spektrographischem Wege mit großer Genauigkeit ermittelbaren Scheitelspannung zu verwenden.

Durch besondere Versuche, über die an anderer Stelle[30]) berichtet wird, ergab sich bei mikrophotometrischer Auswertung von 30 unter verschiedenen Bedingungen (Spaltweite 0,25 bis 0,5 mm, Schwärzung der Platte $S = 0{,}4$ bis $S = 2{,}8$, verschiedene Plattensorten mit und ohne Verstärkungsschirmen) mit einem technischen Seemannspektrographen bei einer genau konstant gehaltenen Spannung von 183000 Volt hergestellten Aufnahmen eine Übereinstimmung der einzelnen Messungen mit dem Mittelwert innerhalb einer Fehlergrenze von $\pm 1\%$.

Zuerst wurde die Frage untersucht, ob zwischen der spektralen Energieverteilung der Strahlung von Ionenröhren und der von Elektronenröhren ein prinzipieller Unterschied besteht?

Benutzt wurde hierzu ein Seemannspektrograph (Lochkameramethode 0,2 mm Spaltweite, Abstand Schneide-Platte 42 cm) und ein guter Steinsalzkristall[31]), dessen Abbildungsschärfe aus der in Abb. 16, Taf. XXIX enthaltenen Aufnahme der ersten Ordnung des K_α-Dublettes von Wolfram zu ersehen ist. Als photographisches Material kamen zur Anwendung Hauffröntgenplatten teils ohne, teils mit Verstärkungsschirm (Heydenfolie) und Audorolentwickler (1:5). Die Schwärzung der einzelnen Spektralbezirke wurde wiederholt mit einem Hartmannschen Mikrophotometer ausgemessen.

Das einfachste Resultat wurde bei hohen Spannungen und gefilterter Strahlung erzielt: Die Spektren (Abb. 7) einer Ionenröhre (S. H. S.-Röhre) und einer Elektronenröhre (A. E. G.-Coolidgetherapieröhre) stimmen Punkt für Punkt überein, wenn die beiden Röhren mit 160000 Volt und 2 MA. bei

[28]) Die Sinuskurve ist in Abb. 5 A und Abb. 6 gestrichelt eingezeichnet.

[29]) $\lambda_{min} = 0{,}093$ Å.

[30]) Glocker und Kaupp, Strahlentherapie 22 (1926), 160.

[31]) Herrn Dr. Seemann-Freiburg sind wir für die Überlassung dieses ausgezeichneten Kristalls zu Dank verpflichtet.

[32]) Gleiche Expositionszeit beider Spektren bei gleicher Fokusdistanz.



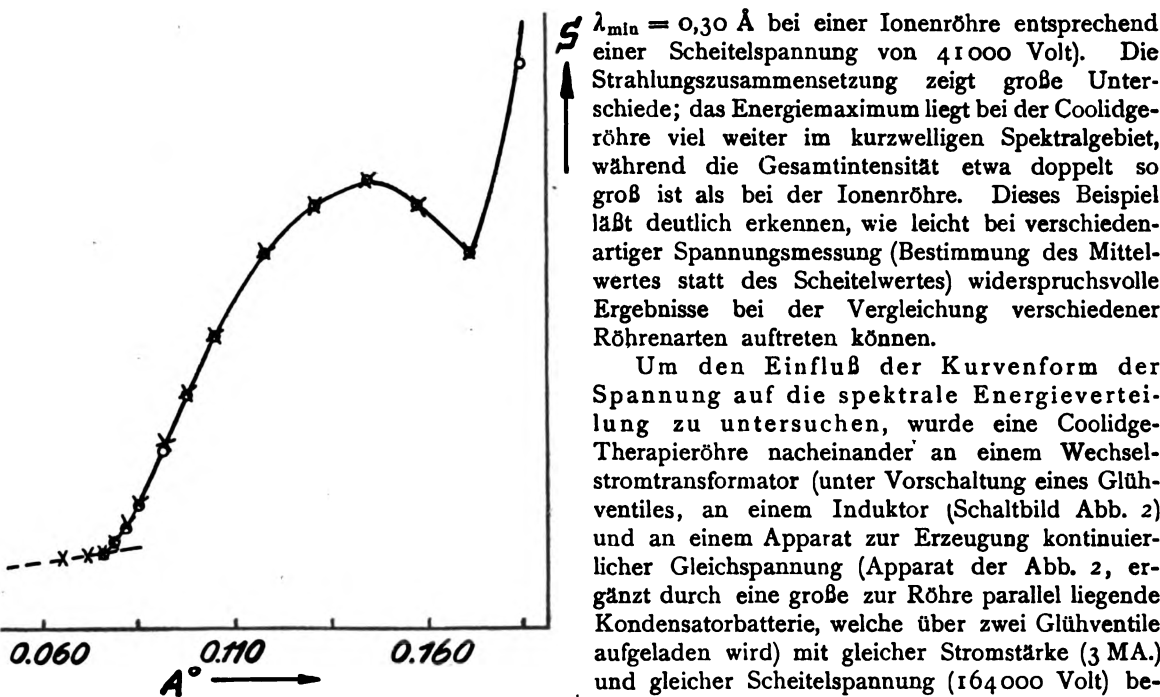


Abb. 7. Spektrum einer Ionen- und einer Elektronenröhre bei Induktorbetrieb mit gleicher Scheitelspannung.

0,5 mm Zinkfilterung nacheinander an dem gleichen Induktor (Schaltung Abb. 2) betrieben werden. Die gesamte Strahlungsintensität [32]) ist ebenfalls gleich, so daß für die Zwecke der Röntgen-Tiefentherapie kein Unterschied zwischen beiden Röhrenarten besteht.

Anders liegen dagegen die Verhältnisse im Gebiet der niederen Spannungen, wie sie für die Röntgendiagnostik benützt werden. Betreibt man an einem Hochspannungsgleichrichter eine Ionenröhre und eine Elektronenröhre so, daß die Grenzwellenlänge gleich ist, so ist bei gleicher Stromstärke die Strahlungsintensität in dem photographisch besonders wirksamen Spektralgebiet von 0,3 bis 0,49 Ångström im ersten Fall 2,5 bis 1,4 mal größer. [33]) Das Verhältnis nähert sich mit steigender Spannung dem Grenzwert 1. Die Unterschiede in der spektralen Energieverteilung sind gering und möglicherweise durch Verschiedenheit der Dicke und der chemischen Zusammensetzung des Röhrenglases verursacht.

Für den praktischen Betrieb ist zu beachten, daß bei gleicher, mit einem elektromagnetischen Voltmeter gemessenen Primärspannung des Transformators die kurzwellige Grenze der mit einer Coolidgeröhre erzeugten Strahlung wesentlich kleiner ist (z. B. $\lambda_{min} = 0{,}18$ Å, entsprechend einer Scheitelspannung von 68000 Volt, gegenüber $\lambda_{min} = 0{,}30$ Å bei einer Ionenröhre entsprechend einer Scheitelspannung von 41000 Volt). Die Strahlungszusammensetzung zeigt große Unterschiede; das Energiemaximum liegt bei der Coolidgeröhre viel weiter im kurzwelligen Spektralgebiet, während die Gesamtintensität etwa doppelt so groß ist als bei der Ionenröhre. Dieses Beispiel läßt deutlich erkennen, wie leicht bei verschiedenartiger Spannungsmessung (Bestimmung des Mittelwertes statt des Scheitelwertes) widerspruchsvolle Ergebnisse bei der Vergleichung verschiedener Röhrenarten auftreten können.

Um den Einfluß der Kurvenform der Spannung auf die spektrale Energieverteilung zu untersuchen, wurde eine Coolidge-Therapieröhre nacheinander an einem Wechselstromtransformator (unter Vorschaltung eines Glühventiles, an einem Induktor (Schaltbild Abb. 2) und an einem Apparat zur Erzeugung kontinuierlicher Gleichspannung (Apparat der Abb. 2, ergänzt durch eine große zur Röhre parallel liegende Kondensatorbatterie, welche über zwei Glühventile aufgeladen wird) mit gleicher Stromstärke (3 MA.) und gleicher Scheitelspannung (164000 Volt) betrieben. Die größten Unterschiede sind im kurzwelligen Teil des Spektrums zu erwarten, in dem noch keine Überlagerung von erster und zweiter Ordnung stattfindet. Um eine Verschiedenheit des Steilabfalles des Spektrums nach der Grenzwellenlänge hin noch besser hervortreten zu lassen, wurde ein Verstärkungsschirm [34]) zu den Aufnahmen benutzt und außerdem zur relativen Verstärkung der kurzwelligsten Bereiche ein Kupferfilter von 0,5 mm Dicke angewandt. Durch Vorversuche wurden die Expositionszeiten ermittelt, die erforderlich waren, um annähernd gleiche Schwärzung auf den drei Platten hervorzurufen; ein Vergleich der zu derselben Wellenlänge gehörenden Ordinatenwerte wird dann von der Form des Schwärzungsgesetzes nur wenig beeinflußt.

Das Ergebnis ist in Abb. 8 zusammengestellt. [35]) Zwischen Induktor- und Sinusspannung (gestrichelte bzw. punktierte Kurve) bestehen nur unwesentliche Unterschiede, so daß die alte Streitfrage der Röntgentechnik, welche der beiden Spannungsformen zur Erzeugung möglichst homogener Strahlung geeigneter sei, sich als zwecklos erweist. Wie schon die Spannungsoszillogramme (Abb. 5) zeigen, ist eben die Spannungskurve der Induktoren

[33]) Vgl. Fritz, Fortschr. auf dem Geb. d. Röntgenstr. **29** (1922), 219. Bei gleicher Scheitelspannung und Stromstärke gibt eine Ionenröhre eine doppelt so große Strahlungsintensität wie eine Lilienfeldröhre.

[34]) Zunahme des Verstärkungsfaktors mit abnehmender Wellenlänge, vgl. Schlechter, a. a. O.

[35]) Nach Abschluß der Untersuchungen erhielten wir Kenntnis von einer Arbeit von Duane, Journ. of Radiology **3** (1922), 69. Die mittels Ionisationsmessung erhaltenen Energieverteilungen für das kurzwellige Spektrum (164000 Volt Gleichspannung bzw. veränderliche Spannung) ermöglichen leider keine Prüfung der Spektralgesetze, da nähere Angaben über den Verlauf der veränderlichen Spannung und die Art der Gasfüllung der Kammer fehlen.

durchaus nicht so spitz und dreieckig, wie bisher immer angenommen wurde.

Dagegen unterscheidet sich die mit kontinuierlicher Gleichspannung erzeugte Strahlung (ausgezogene Kurve in Abb. 8) wesentlich von den beiden anderen Strahlungen; sie enthält einen größeren Anteil an kurzwelliger Strahlung. Außer der größeren Homogenität besitzt sie noch einen weiteren Vorzug, eine günstigere Strahlungsausbeute. Bei gleicher Stromstärke und Scheitelspannung ist nämlich ihre hinter 0,5 mm Kupferfilter gemessene

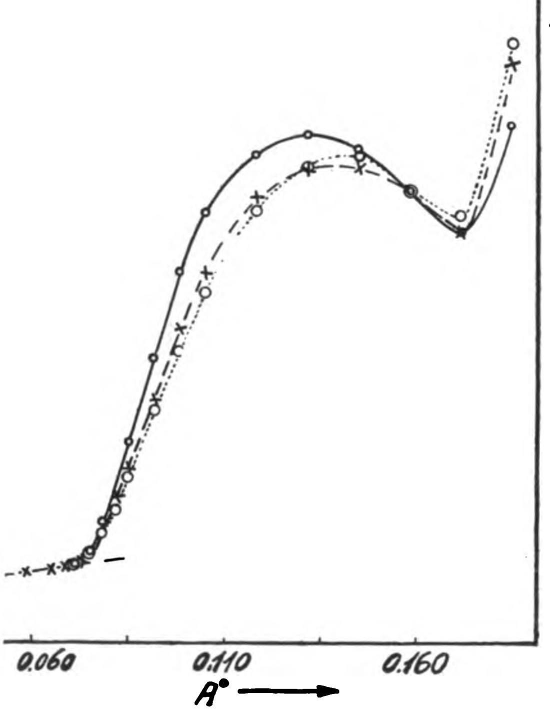


Abb. 8. Spektrum einer Coolidgeröhre bei Betrieb mit Spannungen verschiedener Form, aber gleichen Scheitelwertes.

Ionisationsintensität etwa 1,5 mal so groß wie bei Induktorbetrieb bzw. 1,6 mal wie bei sinusförmiger Spannung. Mit zunehmender Schichtdicke des Kupfers nimmt das Verhältnis zu und erreicht den Wert 2 für 7 mm Kupfer. Der Gleichspannungsbetrieb von Röntgenröhren ist daher auch besonders geeignet für die Untersuchung dicker Metallteile zum Nachweis von Fehlstellen, weil die größere Homogenität der Strahlung eine beträchtliche Abkürzung der an sich langen Expositionszeit gestattet.

Der in der medizinischen Röntgentechnik, z. B. als Grundlage von Expositions- und Bestrahlungstabellen, häufig benutzte Erfahrungssatz[36]), daß zwei Strahlungen mit gleicher Grenzwellenlänge qualitativ gleich sind, verliert beim Übergang zum Gleichspannungsbetrieb seine allgemeine Gültigkeit.

Um zur Kontrolle der Messungen die Größe des Unterschiedes in der spektralen Energieverteilung bei Gleichspannung und bei Wechselspannung rechnerisch ermitteln zu können, ist es erforderlich eine Beziehung aufzufinden, welche die photographisch-photometrisch erhaltene Abhängigkeit der Intensitäten von der Wellenlänge bzw. Frequenz für kontinuierliche Gleichspannung formelmäßig darstellt.

Von den von Behnken[37]), March[38]), Wagner und Kulenkampff[39]) aufgestellten Strahlungsgesetzen hat sich die Behnkensche Formel, die bisher durch Ionisationsmessungen von Ulrey und Behnken bis 70000 Volt experimentell bestätigt worden ist, für unseren Fall am geeignetsten erwiesen. Sie lautet

$$J_\lambda = \frac{J_\nu \cdot \nu^2}{3 \cdot 10^{10}} = \mathrm{const}\, \nu^{2,8} \left[1 - e^{-\frac{q(\nu_0 - \nu)}{\nu^{2,8}}}\right] e^{-\mu_\nu d} \quad (1)$$

ν = Frequenz und ν_0 = Grenzfrequenz, einzusetzen ist $\nu \cdot 10^{-18}$ bzw. $\nu_0\ 10^{-18}$.

J_ν = Intensität[40]) im Spektralbereich $d\nu$.

J_λ = Intensität im Spektralbereich $d\lambda$.

q = 3,6 für Wolfram-Antikathoden.

$e^{-\mu_\nu d}$ = Absorptionskorrektion der Glaswand.

Für kurzwellige Strahlungen, $\lambda < 0{,}16$ Å ergibt sich durch Entwicklung der Exponentialfunktion folgende einfache Näherungsformel, da die Absorption im Röhrenglas für kurzwellige Strahlen zu vernachlässigen ist:

$$J_\lambda = \mathrm{const}\ (\nu_0 - \nu). \quad (2)$$

Die nach dieser Gleichung berechneten Werte wurden nach Multiplikation mit $e^{-0{,}05\mu_{Cu}}$ (Schwächung[41]) der Strahlung im Kupferfilter) in Abb. 9 (Kreuze) eingetragen, wobei die Konstante so gewählt wurde, daß an der Stelle des Energiemaximums die gemessene und die berechnete Intensität gleich sind. Wie man sieht, wird die beobachtete Kurve von $\lambda = 0{,}13$ an bis zur Grenzwellenlänge in befriedigender Weise von der Formel (2) wiedergegeben. Da die Formel (2) auf Ionisationsmessungen der Intensität beruht, während im vorliegenden Fall die Intensitäten photographisch-photometrisch bestimmt worden sind, so war eine Gültigkeit der Formel von vornherein nicht zu erwarten; offenbar wird aber durch die Wirkung des Verstärkungsschirmes die starke Abnahme der

[36]) Staunig, Fortschr. auf dem Geb. d. Röntgenstr. **28** (1923), 363.

[37]) Zeitschr. für Physik **4** (1921), 241 und Zeitschr. für Techn. Phys. **2** (1921), 153.

[38]) Phys. Zeitschr. **22** (1921), 209 und **22** (1921), 429.

[39]) Annal. d. Physik **68** (1922), 369 und **69** (1922), 548.

[40]) J_ν bzw. J_λ sind ionometrisch gemessene Intensitäten.

[41]) μ_{Cu} nach Messungen von Duane-Mazumder Proc. Nat. Acad. Amer. **8** (1922), 45.

Empfindlichkeit der photographischen Platte gegenüber von kurzwelligen Strahlen kompensiert, so daß die mit Verstärkungsschirm gemessene Intensität einen ähnlichen Gang mit der Wellenlänge hat wie die ionometrisch gemessene.[42])

Hat man für kontinuierliche Gleichspannung das Spektralgesetz gefunden, so erhält man für sinusförmige Spannung das Spektralgesetz dadurch, daß man die Grenzfrequenz ν_v nach einem Sinusgesetz variiert und dann für jede Frequenz ν den zeitlichen Mittelwert von J_ν bzw. J_λ bildet. Es ist

$$\left.\begin{aligned} \text{const.} J_\lambda = \frac{2}{\pi}\int_{\alpha_0}^{\pi/2}(\nu_0 \sin\alpha - \nu)\,d\alpha = \nu_0 \cos\alpha_0 \\ - \nu\left(\frac{\pi}{2} - \text{arc}\,\alpha_0\right) \text{ wobei}^{43)} \sin\alpha_0 = \frac{\nu}{\nu_0}. \end{aligned}\right\} (3)$$

Die berechneten Werte[44]) sind, nach Multiplikation mit $e^{-0{,}06\mu_{Cu}}$ als Kreise in Abb. 9 eingezeichnet; sie entsprechen gut von $\lambda \leqq 0{,}13$ Å an dem Verlauf der experimentellen Kurve.

Eine Prüfung der Gültigkeit irgendeines auf Grund von Ionisationsmessungen abgeleiteten Spektralgesetzes läßt sich aus photographischen Messungen in folgender Weise durchführen:

Mit zwei Spannungen verschiedenen, aber bekannten Verlaufes werden unter sonst gleichen Bedingungen, insbesondere bei Gleichheit der Grenzwellenlänge, zwei Spektren erzeugt und das photometrisch bestimmte Verhältnis J_λ/J_λ' für jedes λ verglichen mit dem aus dem Gesetz beberechneten Verhältnis. Verglichen werden jetzt nur Intensitäten von Strahlungen gleicher Wellenlänge, so daß die Art der Intensitätsmessung das Ergebnis nicht beeinflußt. Ebensowenig ist eine Kenntnis einer Reihe schwer zu bestimmender Faktoren (Wellenlängenabhängigkeit des Reflexionsvermögens des Kristalles, Absorption der Strahlung in der Antikathode u. a.) erforderlich.

Für den Fall der Gleichspannung und der Induktorspannung, deren Spannungsverlauf aus Abb. 5a bekannt ist, wurde J_λ/J_λ' aus dem Verhältnis der Expositionszeiten und dem Ordinatenverhältnis[45]) der Abb. 8 (nach Abzug der Schleierschwärzung) ermittelt und dem aus Gl. (2) berechneten Werten gegenübergestellt; die Mittelwertbildung für die Induktorspannung erfolgte graphisch.

Tabelle 1.

Wellenlänge in Ångström	$\frac{J_\lambda \text{ Gleichsp.}}{J_\lambda \text{ Ind.-Sp.}}$ gemessen	berechnet
0,160	2,3	2,1
0,145	2,4	2,2
0,130	2,5	2,3
0,115	2,7	2,5
0,100	3,0	3,0

Die Übereinstimmung läßt erkennen, daß ein Spektralgesetz von der Form

$$J_\lambda = \text{const}(\nu_0 - \nu)$$

auch in dem bisher zur Prüfung noch nicht herangezogenen sehr kurzwelligen Gebiet Gültigkeit hat. Wie aus dem Gang der Rechnung zu ersehen ist, würden sich dieselben Werte ergeben für ein aus Gl. (2) durch Multiplikation mit ν^p (p eine beliebige ganze oder gebrochene Zahl) hervorgehendes Gesetz; für den Fall $p = 2$ entsteht hieraus das Gesetz von Wagner und Kulenkampff[46]), das sich auf sehr sorgfältige Messungen unter Beachtung aller Korrekturen stützt, aber nur bis etwa 12000 Volt bisher experimentell geprüft worden ist. Der Vergleich zwischen den bei zwei verschiedenen bekannten

Abb. 9. Vergleich der aus der Spektralformel berechneten Werte mit den Messungen für Gleichspannung und sinusförmige Spannung.

[42]) Berthold und Glocker, Zeitschr. für Physik 31 (1925), 259.

[43]) Strahlungsemission erfolgt nur für positive Werte des Integranden.

[44]) const so gewählt, daß für das Energiemaximum berechnetes und beobachtetes J_λ gleich wird.

[45]) Bestimmung der Stromstärken aus dem zeitlichen Mittelwert der Ordinaten des Stromoszillogrammes und nicht aus den Milliamperemeterangaben (s. 1. Teil III).

[46]) Das zweite Glied $Z^2 \cdot 0{,}0025$ ist für kurze Wellen vernachlässigbar klein, so daß nur bleibt $J_\nu = \text{const}\, Z(\nu_0 - \nu)$; Z Atomzahl des Antikathodenmateriales, also $J_\lambda = \text{const}\, \nu^2 Z(\nu_0 - \nu)$.

Spannungsformen erhaltenen Intensitäten gleicher Wellenlängen ist also mit der Behnkenschen und der Wagner und Kulenkampffschen Form des Spektralgesetzes in gleicher Weise verträglich.

Zum Schluß ist es uns eine angenehme Pflicht, der Röntgenindustrie (Gundelach, Koch und Sterzel, C. H. F. Müller, Osramges., Reiniger, Gebbert und Schall, Siemens und Halske, Veifawerke) für die Förderung dieser über mehrere Jahre sich erstreckenden Untersuchungen durch Überlassung von Apparaten und Röhren bestens zu danken, ebenso der Notgemeinschaft, welche das für die Arbeit unentbehrliche Mikrophotometer zur Verfügung gestellt hat.

Zusammenfassung.

1. Mit Hilfe eines Verfahrens, das es gestattet einzelne Stromstöße der Stromkurven von Röntgenröhren oszillographisch aufzunehmen, werden vergleichende Untersuchungen über die Abhängigkeit der Stromkurve von der Betriebsweise und der Art der Röhren durchgeführt und hieraus Schlüsse für den praktischen Betrieb gezogen. Bei Ein- und Ausschaltvorgängen an Röntgenapparaten wird die Entstehung von Wanderwellen nachgewiesen.

2. Durch gleichzeitige Aufnahme der Röntgenstrahlenintensität als Funktion der Zeit und des Stromoszillogrammes wird die Spannungskurve in Röntgenhochspannungskreisen näherungsweise bestimmt.

3. Die spektrale Energieverteilung von Röntgenstrahlungen, die mit Spannungen verschiedener Form (Gleichspannung, Induktorspannung, Sinusspannung) erzeugt werden, wird photometrisch bestimmt. Entgegen den bisherigen Anschauungen, aber in Übereinstimmung mit den Spannungsoszillogrammen, ergibt sich kein wesentlicher Unterschied zwischen Induktorspannung und Sinusspannung.

4. Die bei 160000 Volt photographisch-photometrisch gemessene spektrale Energieverteilung läßt sich auf der Seite des Abfalles gegen $\lambda_{\min.}$ in befriedigender Weise durch die Behnken'sche Formel wiedergeben, welche bisher nur für Spannungen unterhalb 70000 Volt experimentell geprüft worden ist.

5. Es wird gezeigt, wie durch Vergleich zweier mit verschiedenen Spannungsformen aufgenommenen Spektren das Gesetz der wahren Energieverteilung geprüft werden kann, ohne daß eine Ermittlung der Wellenlängenabhängigkeit des Reflexionsvermögens des Kristalles, der Strahlungsabsorption in der Antikathode und der Beziehung zwischen absoluter Energie und Ionisation bezw. Schwärzung nötig ist.

Über die Temperaturänderung von Gasen bei der Entspannung durch Drosselung und durch äußere Arbeitsleistung.

Von H. Hausen, Höllriegelskreuth bei München.

(Fortsetzung und Schluß aus Nr. 8.)

b) Zerlegung des Thomson-Joule-Effektes in die durch die inneren Kräfte und die Änderung des Produktes pv bewirkten Anteile.

Im vorhergehenden Abschnitt wurde gezeigt, daß die bei der Drosselung eintretende Temperaturänderung auf folgende zwei Arbeitsbeträge zurückzuführen ist:

1. Arbeit gegen die inneren anziehenden Kräfte.
2. Veränderung des Produktes $p \cdot v$.

Um die durch diese beiden Arbeitsbeträge bewirkten Temperaturänderungen einzeln zu berechnen, zerlegen wir den Drosselvorgang derart in zwei Teilprozesse, daß beim ersten Teilprozeß nur die Wirkung der inneren Kräfte, beim zweiten nur die Änderung des Produktes $p \cdot v$ zur Geltung kommt.

Es sei angenommen, daß pv bei Beginn der adiabatischen Drosselung um den Betrag $\Delta(pv)$ größer ist als am Ende. Die Differenz $p_2 v_2 - p_1 v_1$ ist dann negativ; sie stellt also eine negative Arbeitsleistung, d. h. eine Zufuhr mechanischer Arbeit $L = \Delta(pv)$ dar, welche sich im Inneren des Gases in Wärme umsetzt und so eine Temperaturerhöhung bewirkt. Um bei dem ersten Teilprozeß diese Wirkung der Änderung von pv auszuschalten, ist es daher nur notwendig, dem Gase in jedem Augenblick gerade so viel Energie in Form von Wärme Q zu entziehen, als durch die Änderung von pv in Form mechanischer Arbeit zugeführt wird. Es ist dann

$$Q = L.$$

Ferner gilt nach dem ersten Hauptsatz, wenn Δu die Änderung der inneren Energie u bedeutet:

$$Q = \Delta u + L.$$

Durch Subtraktion der ersten Gleichung von der zweiten folgt $\Delta u = 0$. Der erste Teilprozeß muß also bei konstanter innerer Energie u durchgeführt werden.

Daß ein bei konstanter innerer Energie verlaufender Vorgang zur Darstellung der Wirksamkeit der inneren Kräfte geeignet ist, läßt sich folgendermaßen auch aus den Anschauungen der kinetischen Theorie erklären. Die innere Energie denken wir uns zusammengesetzt aus der (hauptsächlich) kinetischen Energie der Wärmebewegung der Moleküle und aus der potentiellen Energie der inneren anziehenden Kräfte. Wird bei einer Volumenvergrößerung gegen diese inneren Kräfte Arbeit geleistet, so wird deren potentielle Energie

um den Betrag dieser Arbeit erhöht. Wenn von außen keinerlei Energie zugeführt wird, so daß also der **Gesamtbetrag der inneren Energie** konstant bleibt, so muß die genannte Erhöhung der potentiellen Energie der inneren Kräfte eine gleich große Abnahme der Energie der molekularen Wärmebewegung, also eine Temperatursenkung hervorrufen. Diese bei konstanter innerer Energie beobachtete Temperaturänderung ist also in der Tat allein auf die Wirksamkeit der inneren Kräfte zurückzuführen.[10])

Beim **zweiten** Teilprozeß soll die Wirkung der inneren Kräfte ausgeschaltet werden, d. h. die inneren Kräfte sollen keine Arbeit leisten. Dies ist nur möglich, wenn sich das Volumen nicht ändert. Um die Wirkung der Änderung des Produktes pv zu ermitteln, führen wir also bei **konstantem Volumen**[11]) gerade so viel Wärme zu, als der Änderung von pv bei der adiabatischen

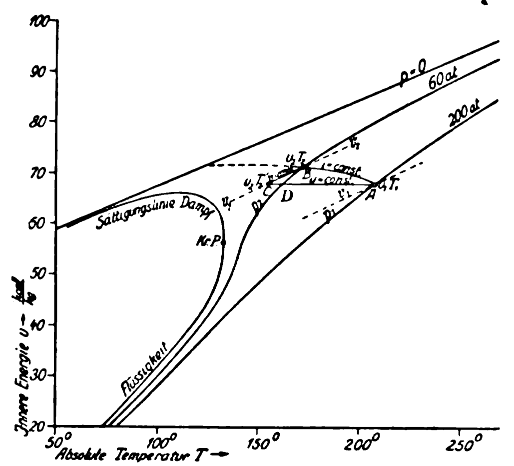


Abb. 4. Zerlegung des Thomson-Joule-Effektes im u, T-Diagramm für 1 kg Luft.

Drosselung entspricht; das Volumen selbst soll hierbei ebenso groß sein wie am Ende der Drosselung. Die beim zweiten Teilprozeß auftretende Temperaturerhöhung entspricht dann dem Einfluß der Änderung von pv auf den Drosseleffekt.

Die genannte Zerlegung des Drosselvorganges ist in Abb. 4 in einem u, T-Diagramm dargestellt[12]), in dem die innere Energie u als Funktion der absoluten Temperatur T aufgetragen ist und die von rechts oben nach links unten verlaufenden Linien Kurven konst. Druckes bedeuten. Die wirkliche Drosselung erfolge von A nach B längs der Kurve $i =$ const. Der Anfangszustand sei durch p_1, T_1, u_1, v_1, der Endzustand durch p_2, T_2, u_2, v_2 gegeben; $T_1 - T_2$ ist also die Drosselungsabkühlung. Der erste Teilvorgang ist, da $u =$ const, durch die wagrechte Strecke AC, der zweite bei $v = v_2 =$ const stattfindende Teilvorgang durch die Strecke CB dargestellt. Der Zustand am Ende des ersten und bei Beginn des zweiten Teilvorganges sei mit $p_2'\, T_2'\, u_2'\, v_2'$ bezeichnet.

Hiernach zerfällt die Drosselungsabkühlung in folgende zwei Teile:

1. $T_1 - T_2'$, verursacht durch die inneren Kräfte (interne Umwandlung der inneren Energie),
2. $T_2' - T_2$, verursacht durch die Änderung des Produktes pv.

Schreibt man hierfür bei unendlich kleiner Drucksenkung dT_u bzw. dT_{pv}, so gilt

$$T_1 - T_2' = dT_u = \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_u dv$$

und

$$T_2' - T_2 = dT_{pv} = -\left(\frac{\partial T}{\partial u}\right)_v du \cdot$$

Da ferner

$$dv = \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_i dp$$

und

$$du = u_2 - u_2' = u_2 - u_1 = -\left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_i dp,$$

so folgt durch Einsetzen in die beiden obigen Gleichungen

$$dT_u = \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_u \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_i dp. \qquad (11\text{a})$$

und

$$dT_{pv} = \left(\frac{\partial T}{\partial u}\right)_v \cdot \left(\frac{du}{\partial p}\right)_i dp. \qquad (11\text{b})$$

Bezeichnet man ferner mit $\alpha_u \left(= \frac{dT_u}{dp}\right)$ und $\alpha_{pv} \left(= \frac{dT_{pv}}{dp}\right)$ die durch das Verhalten der

[10]) Man erkennt hieraus, daß es sich bei diesem Teilvorgang um eine interne Umwandlung der inneren Energie handelt. Da es nicht ausgeschlossen ist, daß sich die innere Energie außer aus der Energie der Wärmebewegung der Moleküle und der potentiellen Energie der inneren Kräfte noch aus anderen Energiebeträgen zusammensetzt, so ist diese interne Umwandlung möglicherweise viel verwickelter, als oben beschrieben. Wir lassen die Frage, ob die bei $u =$ const eintretende Temperaturänderung wirklich allein auf die inneren Kräfte zurückzuführen ist, offen, da sie wohl nur auf Grund einer genauen kinetischen Theorie beantwortet werden kann, und wollen hier unter der Bezeichnung „Anteil der inneren Kräfte" stets die gesamte Temperaturänderung verstehen, welche durch die interne Umwandlung der inneren Energie verursacht wird.

[11]) Diese Folgerung könnte aus wohl rein thermodynamischen Überlegungen nicht gezogen werden, sondern setzt die Vorstellung voraus, daß die inneren Kräfte bei konstantem Volumen keine Arbeit leisten bzw. daß ihre potentielle Energie sich bei konstantem Volumen nicht ändert. Rein thermodynamisch ließe sich der zweite Teilvorgang mit gleicher Berechtigung z. B. bei konstantem Druck durchführen.

[12]) Die eingezeichneten Werte von u wurden aus den vom Verfasser a. a. O. (vgl. Fußnote 4, S. 371) mitgeteilten Werten von i und v durch Berechnung der Differenz $i - pv$ ermittelt.

inneren Kräfte bzw. des Produktes pv bewirkten Anteile an dem diff. Thomson-Joule-Effekt $\alpha_i \left(= \frac{d T_i}{d p} \right)$, so erhält man aus den Gleichungen (11) durch Division mit dp

$$\alpha_u = \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_u \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_i \text{ [13]} \qquad (12\text{a})$$

$$\alpha_{pv} = \left(\frac{\partial T}{\partial u} \right)_v \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right)_i . \qquad (12\text{b})$$

Diese Gleichungen lassen sich noch durch folgende Zwischenrechnungen umgestalten:

a) $du = \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv + \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT.$

Für $u = \text{const}$ folgt hieraus:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_u = - \frac{\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T}{\left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v} .$$

b) Aus $u = i - pv$

ergibt sich für $i = \text{const}$:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial p} \right)_i = - \left(\frac{\partial (pv)}{\partial p} \right)_i .$$

Da ferner $\left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v = c_v$, so erhält man durch Einsetzen der gefundenen Ausdrücke für $\left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_u$ und $\left(\frac{\partial u}{\partial p} \right)_i$ in die Gleichungen (12):

$$\alpha_u = - \frac{\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_i}{c_v} ; \qquad (13\text{a})$$

$$\alpha_{pv} = - \frac{\left(\frac{\partial (pv)}{\partial p} \right)_i}{c_v} ; \qquad (13\text{b})$$

Durch Addition dieser beiden Gleichungen erhält man einen entsprechenden Ausdruck für α_i $(= \alpha_u + \alpha_{pv})$:

$$\alpha_i = - \frac{\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_i + \left(\frac{\partial (pv)}{\partial p} \right)_i}{c_v} . \qquad (13\text{c})$$

Die zahlenmäßige Berechnung von α_u und α_{pv} erfolgt am einfachsten, indem man zunächst α_{pv} nach Gleichung (13b) auswertet, wobei sich $\left(\frac{\partial (pv)}{\partial p} \right)_i$ als Neigung der Kurven konstanten Wärmeinhalts im Pv, p-Diagramm (Abb. 5) und $c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v$ als Neigung der Isochoren in einem u, T-Diagramm

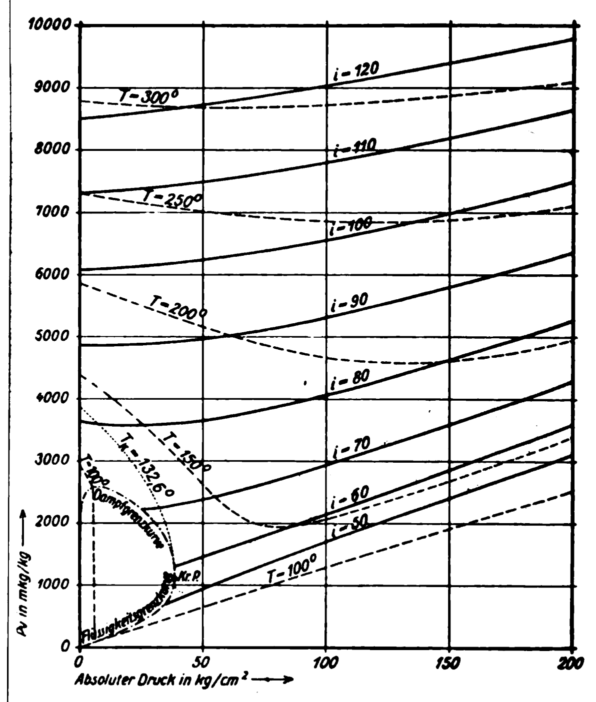


Abb. 5. Pv, p-Diagramm für 1 kg Luft mit Kurven konstanten Wärmeinhalts.

bestimmt.[14] Da $\alpha_i = \alpha_u + \alpha_{pv}$, so erhält man nun α_u ohne weiteres, indem man das berechnete α_{pv} von dem experimentell bestimmten Wert von α_i subtrahiert; hierdurch umgeht man die verhältnismäßig umständliche Berechnung von α_u

[13]) Dieser Ausdruck für α_u unterscheidet sich von dem S. 375 erwähnten α_u, welches durch die Gleichung

$$\alpha_u = \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_u = \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_u \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_u$$

gegeben ist, nur durch den Differentialquotienten $\left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_i$, welcher an Stelle von $\left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_u$ steht. Dies läßt sich unter Benutzung von Abb. 4 folgendermaßen erklären. Wir denken uns das Gas vom Punkt A aus einmal bei konstantem u, das zweite Mal bei konstantem i bis zum Druck p_2 entspannt. Im ersten Falle gelangen wir bis zum Punkte D; die Volumenänderung ist dann durch die beiden Punkte A und D bestimmt, weshalb man beim Übergang zu einer unendlich kleinen Drucksenkung den Differentialquotienten $\left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_u$ erhält. Fassen wir hingegen die Entspannung bei $u = \text{const}$ nicht als selbständigen Vorgang, sondern als Teilprozeß bei der Zerlegung der Drosselung von p_1 nach p_2 auf, so ist das Endvolumen v_2 für diesen Teilvorgang durch den Endpunkt B der Drosselung bestimmt. Der Grenzübergang zur unendlich kleinen Drucksenkung führt in diesem Falle auf den Differentialquotienten $\left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_i$.

[14]) Leider ist diese Bestimmung der c_v-Werte, die im Vergleich zu c_p verhältnismäßig wenig veränderlich sind, zu ungenau, um ihre Abhängigkeit von Druck und Temperatur mit Sicherheit ermitteln zu können. Eine andere näherungsweise Berechnung, die ein klareres Bild über das Verhalten von c_v ergibt, wird unten S. 451 mitgeteilt.

nach Gl. (13a). Da bei der beschriebenen Tangentenbildung kleine Rechen- und Zeichenfehler von großem Einfluß sind, so läßt sich die Berechnung nur mit einer Genauigkeit von etwa 10 $^0/_0$ durchführen.

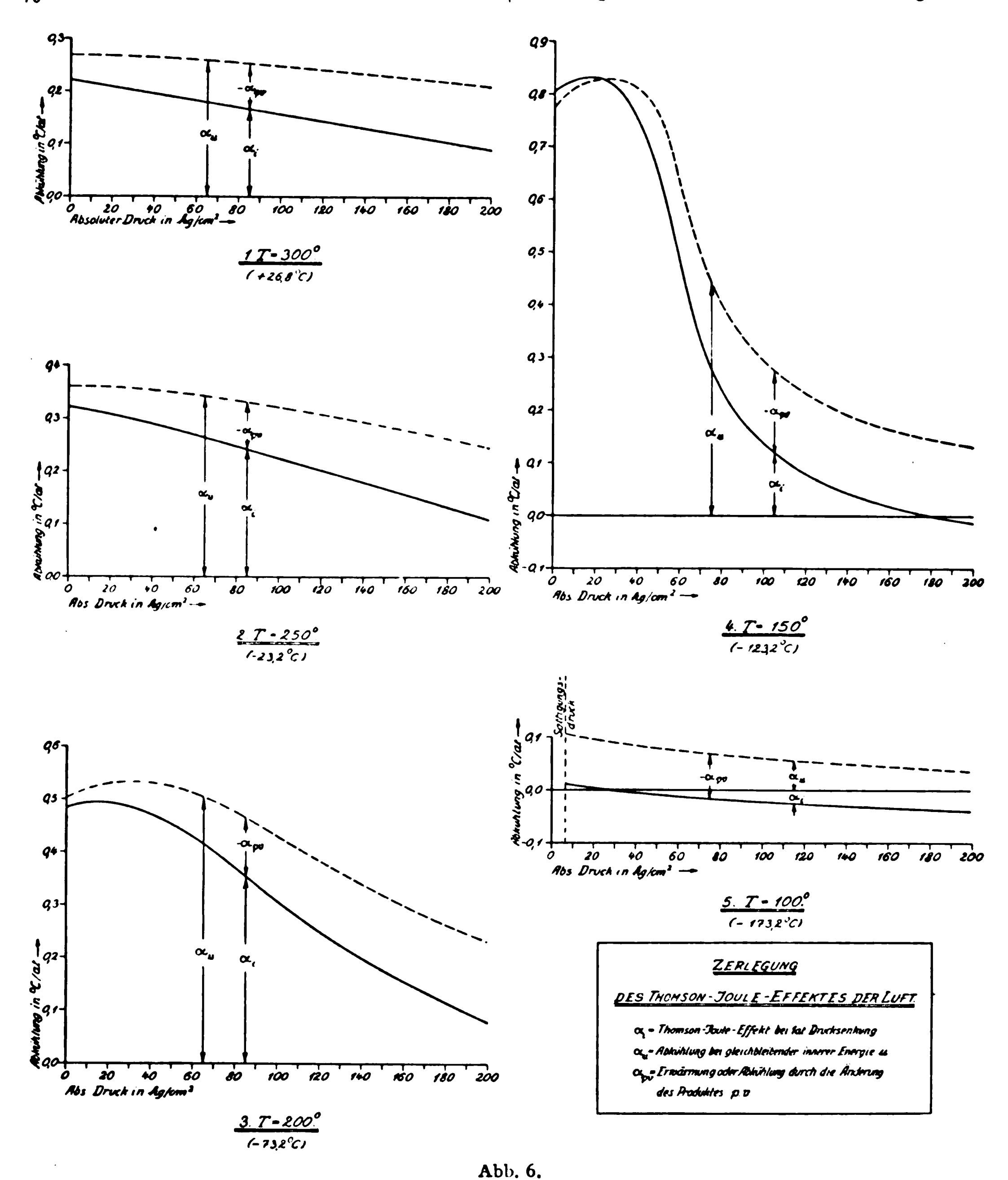


Abb. 6.

abkühlung ist durch die ausgezogenen Kurven dargestellt. Die Drosselungsabkühlung ist hiernach fast durchweg nur auf die inneren Kräfte zurückzuführen, während die Änderung des Produktes pv fast überall eine Erwärmung hervorruft

Abb. 6 zeigt das graphisch ausgeglichene Ergebnis für fünf verschiedene Temperaturen. Die gestrichelten Linien geben an, wie groß die Drosselungsabkühlung wäre, wenn die Änderung von pv keinen Einfluß ausüben würde. Die wirklich in die Erscheinung tretende Drosselungs-

und hierdurch den Betrag der Gesamtabkühlung herabsetzt. Das letztere ist darin begründet, daß die Kurven konstanten Wärmeinhaltes i im Pv, p-Diagramm (vgl. Abb. 5) mit kleiner werdendem Druck fast überall abnehmen. Nur bei sehr kleinem Druck zeigt sich im Gebiet von etwa

100° bis 160° abs. mit abnehmendem Druck wieder ein Ansteigen der Kurven konstanten Wärmeinhaltes (Abb. 5). In diesem Gebiet trägt also auch die Veränderung von pv in geringem Maße mit zur Abkühlung bei (vgl. die Kurven für $T = 150^0$ in Abb. 6). Bei $T = 100^0$ (Abb. 6) ist bei Drücken über 27 at die durch pv bewirkte Erwärmung größer als die durch die inneren Kräfte verursachte Abkühlung, so daß als Gesamtergebnis bei der Drosselung eine Erwärmung auftritt.

c) Zerlegung der Abkühlung durch umkehrbare Entspannung unter äußerer Arbeitsleistung in die durch die äußere Arbeit und durch die inneren Kräfte bewirkten Anteile.

Bei dieser Zerlegung gelten ganz ähnliche Überlegungen wie im Falle der Drosselung. Nach Abschnitt IIa kommt die isentropische Temperaturänderung durch folgende Arbeitsbeträge zustande:

1. Arbeit gegen die inneren anziehenden Kräfte;

2. Leistung der äußeren Arbeit $\int_1^2 p\,dv$.

Die isentropische Entspannung zerlegen wir demnach in folgende zwei Teilprozesse. Durch den ersten Teilprozeß soll die durch die Arbeit gegen die inneren Kräfte bewirkte Temperaturänderung ermittelt werden, während der Einfluß der äußeren Arbeit ausgeschaltet sein soll. Dieser Vorgang muß daher bei konstanter innerer Energie u durchgeführt werden.

Beim zweiten Teilprozeß soll derjenige Betrag der Abkühlung festgestellt werden, welcher auf die äußere Arbeit zurückzuführen ist, die inneren Kräfte dagegen sollen unwirksam sein. Es muß daher während dieses Vorganges dem Gas bei konstantem Volumen gerade so viel Energie in Form von Wärme Q entzogen werden, als es bei der isentropischen Entspannung durch die Leistung der äußeren Arbeit $\int_1^2 p\,dv$ abgibt.

In Abb. 7 ist diese Zerlegung der isentropischen Entspannung im u, T-Diagramm dargestellt. Die isentropische Entspannung selbst verläuft zwischen den Drücken p_1 und p_2 nach der Linie AB, der erste Teilprozeß von A nach C längs der Kurve $u = \text{const}$, der zweite Teilprozeß von C nach B längs der Kurve $v = \text{const}$. Die isentropische Abkühlung zerfällt demnach in folgende zwei Teile:

1. $T_1 - T_2'$, verursacht durch die inneren Kräfte,

2. $T_2' - T_2$, verursacht durch die Abgabe der Arbeit $\int_1^2 p\,dv$.

Bei unendlich kleiner Drucksenkung gilt:

$$T_1 - T_2' = d\,T_u = \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_u \cdot dv$$

und

$$T_2' - T_2 = d\,T_{pdv} = \left(\frac{\partial T}{\partial u}\right)_v \cdot du\,.$$

Da ferner

$$dv = \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s \cdot dp$$

und

$$du = u_2' - u_2 = u_1 - u_2 = \left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_s \cdot dp\,,$$

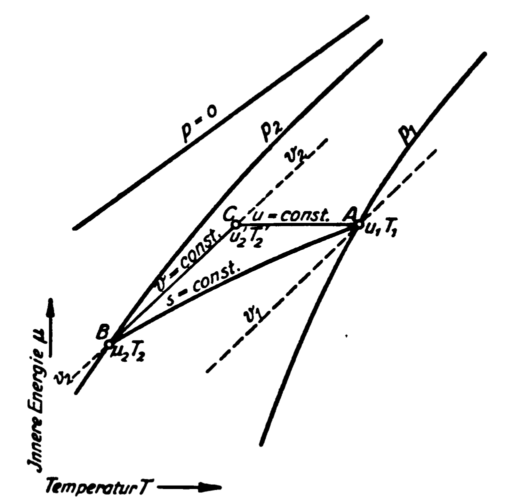


Abb. 7. Zerlegung der isentropischen Abkühlung im u, T-Diagramm.

so folgt durch Einsetzen in die beiden obigen Gleichungen

$$d\,T_u = \left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_u \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s \cdot dp \tag{14a}$$

und

$$d\,T_{pdv} = \left(\frac{\partial T}{\partial u}\right)_v \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_s \cdot dp\,. \tag{14b}$$

Diese Gleichungen lassen sich durch folgende Zwischenrechnungen umgestalten:

a) für $u = \text{const}$ gilt wie oben S. 446

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_u = -\frac{\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T}{c_v}\,. \tag{15}$$

b) Aus $\quad T\,ds = du + p\,dv$

erhält man für $s = \text{const}$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_s = -p\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s\,. \tag{16}$$

Durch Einsetzen von (15) und (16) in die Gleichungen (14) ergibt sich, wenn wir für das Verhältnis der unendlich kleinen Temperatur-

änderung zur unendlich kleinen Drucksenkung ähnlich wie oben die Bezeichnungen α_u, α_{pdv} und α_s einführen:

$$\alpha_u = \frac{d\,T_u}{d\,p} = -\frac{\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s}{c_v} \qquad (17\text{a})$$

$$\alpha_{pdv} = \frac{d\,T_{pdv}}{d\,p} = -\frac{p\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s}{c_v}. \qquad (17\text{b})$$

Durch Addition erhält man hieraus für α_s

$$\alpha_s = \alpha_u + \alpha_{pdv} = -\frac{\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s}{c_v}\left(\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + p\right). \qquad (17\text{c})$$

Durch Division von (17a) bzw. (17b) durch (17c) folgt:

$$\alpha_u = \frac{\frac{1}{p}\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T}{\frac{1}{p}\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + 1} \cdot \alpha_s \qquad (18\text{a})$$

$$\alpha_{pdv} = \frac{1}{\frac{1}{p}\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T + 1} \cdot \alpha_s. \qquad (18\text{b})$$

Um α_u und α_{pdv} nach diesen Gleichungen zu berechnen, benötigen wir den Wert von $\frac{1}{p}\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T$. Da p genauer bekannt ist als v, so lassen sich auch Differentiationen nach p genauer ausführen als solche nach v. Wir führen daher den Differentialquotienten $\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T$ durch folgende Umformungen auf Differentialquotienten nach p zurück.

Zunächst kann man schreiben:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = \left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T. \qquad (19)$$

Ferner gilt:

$$\left(\frac{\partial (p\,v)}{\partial p}\right)_T = p\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T + v,$$

woraus folgt:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_T = \frac{p}{\left(\frac{\partial (p\,v)}{\partial p}\right)_T - v}.$$

Durch Einsetzen in Gl. (19) ergibt sich:

$$\frac{1}{p}\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = \frac{\left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T}{\left(\frac{\partial (p\,v)}{\partial p}\right)_T - v}. \qquad (20)$$

Zur Berechnung von $\frac{1}{p}\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T$ nach dieser Gleichung ist $\left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_T$ als Tangente der Isothermen in einem u, p-Diagramm und $\left(\frac{\partial (p\,v)}{\partial p}\right)_T$ als Tangente der Isothermen in einem Pv, p-Diagramm (vgl. Abb. 5) zu bestimmen. Benutzt man ferner die nach Gl. (3) S. 372 ermittelten Werte von α_s, so lassen sich nun α_u und α_{pdv} nach Gl. (18a) und (18b) leicht berechnen.

In Abb. 8 ist das Verhältnis $\frac{\alpha_u}{\alpha_s}$ für verschiedene Temperaturen als Funktion des äußeren Druckes p dargestellt. Die Kurven stellen also denjenigen Bruchteil der gesamten isentropischen Abkühlung dar, welcher auf die inneren Kräfte zurückzuführen ist. Beim Druck $p = 0$ ist $\frac{\alpha_u}{\alpha_s} = 0$, d. h. die inneren Kräfte üben, da die Moleküle sehr weit voneinander entfernt sind, keine Wirkung aus. Mit wachsendem Druck nimmt der Einfluß der inneren Kräfte um so rascher zu, je niedriger die Temperatur ist. Bei 300° abs. (= + 27° C) und 200 at beträgt ihr Anteil an der Gesamtabkühlung fast 30%, bei 150° abs. (= − 123° C) erreicht er Werte bis zu 83%, bei 100° abs. (= − 173° C) bis zu 99%. Bei 150° und 100° nimmt $\frac{\alpha_u}{\alpha_s}$ nach Erreichung eines Höchstwertes mit wachsendem p wieder langsam ab, was sich folgendermaßen erklären läßt. Bei diesen Temperaturen ändert sich das Volumen nur noch wenig mit dem äußeren Druck und man kann daher die inneren Kräfte, die hier sehr groß sind (vgl. folgenden Abschnitt) angenähert als vom äußeren Druck unabhängig betrachten. Während nun die äußere Arbeit $\int p\,d\,v$ proportional dem äußeren Druck zunimmt, bleibt die Arbeit gegen die inneren Kräfte fast ungeändert, der prozentuale Anteil der inneren Kräfte muß daher im Vergleich zum äußeren Druck wieder abnehmen. Da die berechneten Werte nur auf etwa 10% genau sind, kann jedoch nicht entschieden werden, inwieweit die Abnahme wirklich auf die beschriebene Ursache oder auf die Unsicherheit der Berechnung zurückzuführen ist.

Während in Abb. 8 eine Drucksenkung von 1 at vorausgesetzt wurde, zeigt Zahlentafel 1 den Anteil der inneren Kräfte an der isentropischen Abkühlung für den Fall, daß die Luft von einem gegebenen Anfangsdruck bis auf Atmosphärendruck bzw. bis zum Beginn der Verflüssigung entspannt wird. Die mitgeteilten Werte wurden unmittelbar durch Ausführung der in Abb. 7 dargestellten graphischen Konstruktion im u, T-Diagramm erhalten. Man sieht, daß bei einer Anfangstemperatur von 300° abs. = 26,8° C der Einfluß der inneren Kräfte bei der integralen Entspannung etwas kleiner, bei 200° abs. hingegen zum Teil größer

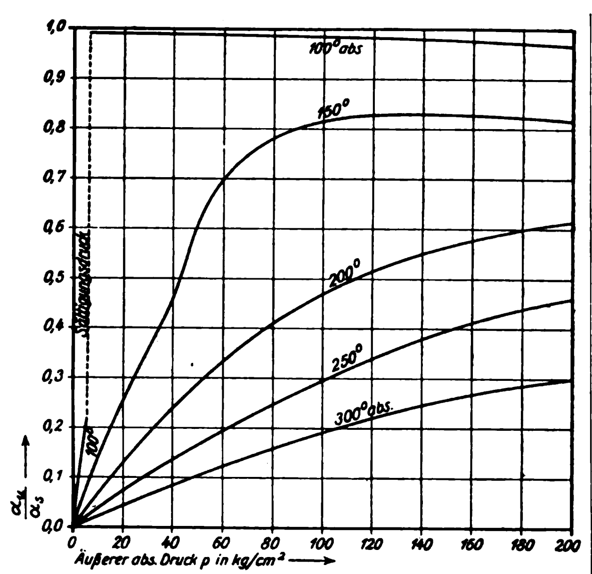


Abb. 8. Anteil der inneren Kräfte an der isentropischen Entspannung.

ist als bei der Entspannung um 1 at bei gleichem Anfangsdruck und gleicher Anfangstemperatur.

d) Die inneren Kräfte und ihr Zusammenhang mit der inneren Energie und der spezifischen Wärme c_v.

Aus Gl. (17c) des vorhergehenden Abschnittes folgt, daß $\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T$ dieselbe Dimension hat wie p, also die Dimension eines Druckes. Da ferner $\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T$ sowohl bei der Drosselung (Gl. 13a) als auch bei der isentropischen Entspannung (Gl. 17a) maßgebend ist für den Anteil der inneren Kräfte an der durch die Drucksenkung bewirkten Temperaturänderung, so erscheint es berechtigt $\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T$ unmittelbar als inneren Druck p_i zu definieren.[15])

Da der Wert von $\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T$ schon im vorigen Abschnitt für die Zerlegung der isentropischen Entspannung nach Gl. (20) graphisch berechnet wurde, so ist uns damit gemäß der obigen Definition auch der innere Druck p_i bekannt. Diese Werte von p_i sind in Zahlentafel 2 für verschiedene Temperaturen zusammengestellt. p_i nimmt mit wachsendem Druck und abnehmender Temperatur zu. Bei 300° (= + 27° C) und 200 at steigt der innere Druck bis zu 84 at an, bei 200° abs. ist er für hohe Drucke teilweise schon größer als der äußere Druck und bei 100 abs. erreicht er Werte bis zu mehreren tausend Atmosphären. Die Werte für 100° abs., die, abgesehen von der obersten Zeile, dem Flüssigkeitsgebiet angehören, sind jedoch sehr unsicher, da wegen der sehr kleinen Volumenänderungen der Flüssigkeit der Differentialquotient $\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T$ nur ungenau bestimmt werden konnte.

Es zeigt sich, daß der innere Druck zwischen 300° und 150° abs. ziemlich genau dem Quadrat der Dichte proportional ist, wobei der Proportionalitätsfaktor mit wachsender Temperatur langsam abnimmt. Der innere Druck kann daher angenähert durch folgende empirisch gefundene Gleichung wiedergegeben werden:

$$p_i = \frac{0{,}00384}{T^{0,13}} \cdot d^2 \,[\text{kg/cm}^2], \qquad (21)$$

worin d die Dichte in kg/m³ bedeutet.

Zahlentafel 2 enthält auch die nach dieser Formel berechneten Werte von p_i. Im Vergleich zu den graphisch berechneten Werten erhält man zwischen 300° und 150° eine verhältnismäßig befriedigende Übereinstimmung. Bei 100° abs. versagt die Formel; vermutlich liegen hier die richtigen Werte zwischen den graphisch und den nach Formel (21) berechneten.

Aus Formel (21) läßt sich rückwärts auch die innere Energie berechnen. Da nämlich mit $d = \frac{1}{v}$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = p_i = \frac{0{,}00384}{T^{0,13}} \cdot \frac{10^4}{v^2} \,[\text{kg/m}^2],$$

so folgt durch Integration

$$\left.\begin{aligned} u &= u_0 + \int \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T d v \\ &= u_0 - A \frac{0{,}00384}{T^{0,13}} \cdot \frac{10^4}{v} \,[\text{in kcal/kg}], \end{aligned}\right\} \qquad (22)$$

worin u_0 eine reine Temperaturfunktion und A das mech. Wärmeäquivalent bedeutet. Für $p = 0$ ergibt sich mit $v = \infty$ aus Gl. (22) $u = u_0$; u_0 entspricht also dem Wert von u beim Druck $p = 0$. Wählen wir den Wert von u_0 ebenso groß wie im u, T-Diagramm (Abb. 4), so erhalten wir nach Gl. (22) die in Zahlentafel 3 mitgeteilten Werte von u. Zum Vergleich sind auch die unmittelbar aus dem u, T-Diagramm abgegriffenen Werte in die Zahlentafel mit aufgenommen worden. Die Werte stimmen fast durchweg befriedigend überein, die größten Abweichungen treten auch hier wieder bei $T = 100°$ auf.

[15]) Diese Definition ist zwar nicht immer streng richtig (s. z. B. Handbuch der allgemeinen Chemie von W. Ostwald und C. Drucker, Bd. III: Die Eigenschaften der Gase von J. P. Kuenen, Akad. Verlagsges. Leipzig (1919), S. 299); doch soll sie im nachfolgenden beibehalten werden, im klaren Bewußtsein, daß das, was wir als inneren Druck bezeichnen, stets den gesamten Einfluß der internen Umwandlung der inneren Energie auf den Entspannungseffekt kennzeichnen soll und möglicherweise noch einer Berichtigung bedarf um mit dem wahren inneren Druck übereinzustimmen (vgl. auch Anm. 10, S. 445).

Zahlentafel 1.

Anteil der inneren Kräfte an der integralen isentropischen Abkühlung.

p_1, T_1 = Anfangsdruck und Anfangstemperatur.
p_2, T_2 = Enddruck und Endtemperatur.
ΔT_s = isentropische Abkühlung.
ΔT_u = durch die inneren Kräfte bewirkte Abkühlung.

p_1 at abs.	$T_1 = 300^\circ$ ($t_1 = +26{,}8^\circ$ C)				$T_1 = 200^\circ$ ($t_1 = -73{,}2^\circ$ C)			
	p_2	ΔT_s	ΔT_u	$\frac{\Delta T_u}{\Delta T_s}$	p_2	ΔT_s	ΔT_u	$\frac{\Delta T_u}{\Delta T_s}$
10	1	140,7°	2,7°	1,9 %	1	94,4°	5,3°	5,6 %
50	1	200,7°	13,7°	6,8 %	4,5 [1])	102,2°	26,9°	26,3 %
100	1,1 [1])	217,5°	27,8°	12,8 %	18 [1])	81,9°	47,5°	58,0 %
200	4,4 [1])	202,8°	52,2°	25,7 %	35 [1])	69,2°	63,0°	91,0 %

[1]) Beginn der Verflüssigung.

Zahlentafel 2.

Innerer Druck p_i in kg/cm².

Äußerer Druck at abs.	$T = 300^\circ$		$T = 250^\circ$		$T = 200^\circ$		$T = 150^\circ$		$T = 100^\circ$	
	Graphisch berechnet	Nach Formel (21)	Graphisch berechnet	Nach Formel (21)	Graphisch berechnet	Nach Formel (21)	Graphisch berechnet	Nach Formel (21)	Graphisch berechnet	Nach Formel (21)
1	0,0023	0,0024	0,0041	0,0035	0,0072	0,0057	0,0137	0,0105	0,0420	0,0254
10	0,231	0,243	0,406	0,357	0,722	0,59	1,505	1,185	1230	1245
25	1,446	1,499	2,523	2,280	4,622	3,89	10,94	9,55	2488	1282
50	5,81	6,02	9,85	9,47	20,29	18,1	78,05	72,1	5230	1278
75	13,13	13,52	22,53	21,94	49,50	45,9	247,0	159,8	5820	1285
100	23,41	24,00	40,90	39,63	87,1	85,5	473,5	467,0	6335	1285
125	36,19	36,98	67,0	62,52	136,0	143,2	585,0	564,0	—	—
150	52,25	52,10	99,6	89,15	192,7	204,0	750,5	629,0	6710	1316
175	67,15	69,40	136,2	117,9	248,6	261,7	903,2	668,0	—	—
200	83,95	88,50	167,1	149,0	315,2	313,8	739,0	696,0	5896	1316

Zahlentafel 3.

Innere Energie u.

Druck at abs.	$T = 300^\circ$		$T = 250^\circ$		$T = 200^\circ$		$T = 150^\circ$		$T = 100^\circ$	
	Formel	Diagr.	Formel	Diagr.	Formel	Diagr.	Formel	Diagr.	Formel	Diagr.
10	101,31	101,27	92,54	92,51	83,71	83,50	74,78	74,47	29,38	33,8
50	99,35	99,35	90,03	89,85	80,13	79,40	67,04	65,93	28,90	30,1
100	96,90	96,93	86,76	86,40	74,82	73,75	53,25	53,75	28,77	29,1
150	94,58	94,60	83,56	82,92	70,27	69,10	49,64	50,20	28,32	28,35
200	92,39	92,50	80,75	80,05	66,48	65,60	48,25	48,30	28,07	27,70

Die Formel (22) gibt uns die Möglichkeit, uns ein wenn auch zahlenmäßig nur angenähertes, so doch recht anschauliches Bild über das Verhalten der spezifischen Wärme c_v bei gleichbleibendem Volumen zu verschaffen. Durch partielle Differentiation von Gl. (22) nach T erhalten wir

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v = c_{v0} + \frac{0{,}01169}{T^{1{,}13}} \cdot \frac{1}{v} \left[\text{in } \frac{\text{kcal}}{\text{kg}^0\text{c}}\right], \qquad (23)$$

worin $c_{v0} = \left(\frac{\partial u_0}{\partial T}\right)_v = 0{,}1724$ die spezifische Wärme beim Druck $p = 0$ bedeutet.

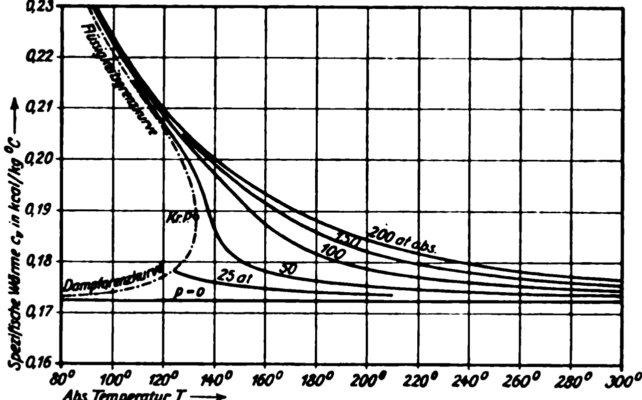


Abb. 9. Spezifische Wärme c_v von 1 kg Luft bei konstantem Volumen.

In Abb. 9 sind die berechneten Werte von c_v als Funktion der abs. Temperatur T dargestellt. Die ausgezogenen Linien sind Kurven konstanten Druckes. Die gestrichelte Kurve links ist die Sättigungslinie; ihr unterer Ast gilt für den trocken gesättigten Dampf, der obere Ast für die Flüssigkeit. Die Werte von c_v nehmen mit abnehmender Temperatur um so rascher zu, je höher der Druck ist. Bei unterkritischen Drücken enden die Isobaren ähnlich wie bei c_p[16]) mit einem Höchstwert an der Dampfgrenzkurve, während bei überkritischen Drucken c_v mit abnehmender Temperatur immer rascher zunimmt, um schließlich den Wert für die spezifische Wärme der Flüssigkeit ($c_{v_{fl}}$ = etwa 0,4) zu erreichen. In der Nähe der kritischen Temperatur dürfte dieser Anstieg in Wirklichkeit viel rascher stattfinden als in der Abb., weil sonst der Übergang in die spezifische Wärme c_v der Flüssigkeit erst bei zu tiefen Temperaturen erfolgen würde; die Abweichung liegt daran, daß auch hier die Formel im Flüssigkeitsgebiet versagt. Trotzdem darf wohl angenommen werden, daß die Abbildung die Abhängigkeit der spezifischen Wärme von Druck und Temperatur wenigstens qualitativ richtig darstellt, wenn auch den Zahlenwerten selbst keine große Genauigkeit zugesprochen werden kann.

Zusammenfassung.

Aus den Versuchswerten des Thomson-Joule-Effektes der Luft wird die Abkühlung bei Entspannung unter äußerer Arbeitsleistung berechnet. Einige Gesetzmäßigkeiten, die bei beiden Arten der Entspannung im kritischen Punkt auftreten, werden näher erörtert.

Um den inneren Mechanismus der Entspannungsvorgänge möglichst klarzustellen, wird für die Luft als Beispiel berechnet, wie groß sowohl bei der Drosselung als auch bei der Entspannung unter äußerer Arbeitsleistung die einzelnen Anteile an der Temperaturänderung sind, welche durch die inneren Kräfte und durch die Leistung äußerer mechanischer Arbeit verursacht werden. Bei der Drosselung bewirken die inneren Kräfte eine Abkühlung, die Änderung des Produktes pv eine Erwärmung. Die Erwärmung ist im allgemeinen wesentlich geringer als die Abkühlung. Auch bei der Entspannung unter äußerer Arbeitsleistung wirken die inneren Kräfte mit und zwar um so mehr, je höher der Druck und je tiefer die Temperatur ist. Bei $+ 27^0$ und 200 at beträgt der Anteil der inneren Kräfte an der isentropischen Temperatursenkung nahezu 30 %, bei $- 173^0$ bis zu 99 %. Der innere Druck selbst, der ebenfalls berechnet wird, erreicht bei 200 at äußerem Druck und $+ 27^0$ C einen Wert von 84 at, bei 200 at und $- 123^0$ einen Wert von 740 at. Die benutzten Formeln ermöglichen auch eine angenäherte Berechnung der spezifischen Wärme c_v.

(Eingegangen am 30. Oktober 1925.)

[16]) Vgl. z. B. H. Hausen, Forschungsarb. Heft 274, Tafel 4.

Die Ausbreitung eines Dampfstromes im Vakuum und deren Bedeutung für die Wirkung der Diffusionsluftpumpe.

Von Wilhelm Molthan.

(Fortsetzung und Schluß aus Nr. 8.)

III. Der Einfluß der Reibung auf die Ausbreitung des Dampfstromes im Vakuum.

A. Die Geschwindigkeitsverteilung im Dampfrohre.

Unter der Annahme, daß der Quecksilberdampf im Dampfrohr sich mit wahrscheinlichster Molekulargeschwindigkeit bewegt, haben wir laminare Strömung zu erwarten. Bei Zugrundelegung der Reynoldsschen Zahl $R = 1000$ errechnet sich für Quecksilberdampf vom Dampfdruck $p =$ 1 mm Quecksilbersäule in einem Dampfrohr mit dem Radius 0,8 cm (Abb. 9) als kritische Geschwindigkeit $v = 450$ m/sec. Da die Molekulargeschwindigkeit etwa $v = 200$ m/sec beträgt, so sind die Bedingungen für Laminarbewegung sicher erfüllt, besonders auch deshalb, weil die turbulente Strömung sich nur in längeren Leitungen ausbildet. Die parabolische Geschwindigkeitsverteilung längs eines Dampfrohrdurchschnittes, die für Laminarbewegung charakteristisch ist, kann nur zur Ausbildung kommen bei sehr schwachem Druckgefälle, also in sehr langen Röhren. Wird der Dampf in kurzen Röhren, z. B. Dampfstrahldüsen, stark beschleunigt, so ist die Geschwindigkeitsverteilung bei großen Dampfdrucken nicht parabolisch, sondern gleichmäßig und nimmt erst in unmittelbarer Nähe der Wand durch Reibung ab. Die „Grenzschicht"[12]) die sich weniger schnell bewegt als das Gas in der Rohrmitte, ist für eine inkompressible Flüssigkeit von der Größenordnung $\sqrt{\frac{\eta \cdot l}{\varrho \cdot v}}$, wo l die Rohrlänge, v die Geschwindigkeit, η die innere Reibung und ϱ die Dichte ist. Setzen wir für unseren Fall ein $l = 8$ cm, $v = 2 \cdot 10^4$ cm/sec, $\eta = 2{,}9 \cdot 10^{-4}$, $\varrho = 8{,}1 \cdot 10^{-6}$, so erhält man als Größenordnung für die Dicke der Schicht 0,12 cm. Der Dichte $8{,}1 \cdot 10^{-6}$ entspricht eine freie molekulare Weglänge von 0,08 mm, so daß die Grenzschicht nach dieser Rechnung 15 freie molekulare Weglängen dick wäre.

[12]) Prandtl, Flüssigkeitsbewegung, Handbuch der Naturwissenschaften Bd. IV. S. 117.



B. Die Bedeutung der Grenzschicht für die Dichte seitlich des Dampfstromes.

Für eine genaue Berechnung der freien Weglänge im Spalt ist es wichtig, die Herabsetzung der Geschwindigkeit am Rande des Dampfstromes zu kennen, da durch sie die Ausbildung des Dampfbüschels beeinflußt wird. Bei der geringen Zahl von freien Weglängen, die die langsam bewegte Randschicht dick ist, werden nach dem Verlassen des Dampfrohres die Geschwindigkeiten der inneren Schichten des Dampfstromes sich auf die äußeren Schichten rasch übertragen, weil außerhalb der Düse die verzögernde Wandreibung fortfällt.

Zur Vereinfachung der Berechnung wollen wir die Grenzschicht nach dem Verlassen des Dampfrohres als einen starren Ring ansehen, der unmittelbar unterhalb des Dampfrohres die Geschwindigkeit Null hat und durch die Stöße der Moleküle des Dampfstromes in beschleunigte Bewegung gesetzt wird. Ist r der innere Radius des Ringes, h die Höhe des Ringes, u die Geschwindigkeit des Dampfstromes und v die Geschwindigkeit, die der Grenzschichtring nach der Zeit t angenommen hat, so wird auf den Ring durch die Stöße der Dampfstrommoleküle die Kraft $K = 2\pi r h (u - v)\varepsilon$ übertragen. ε ist die Konstante der äußeren Reibung[13]) und hat für Quecksilberdampf beim Druck $p = 1$ mm Quecksilbersäule den Wert $\varepsilon = 5{,}8 \cdot 10^{-2}$. Ist ϱ die Dichte des Grenzschichtringes und d die Dicke des Ringes, so ist angenähert die Kraft $K = 2\pi r d h \varrho \cdot \frac{dv}{dt}$ erforderlich, um ihm die Beschleunigung $\frac{dv}{dt}$ zu erteilen. Aus beiden Gleichungen folgt

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\varepsilon}{\varrho d}(u - v).$$

Durch Integration findet man für den Weg s, den die Grenzschicht zurückgelegt haben muß, um die Geschwindigkeit v_0 zu erhalten, den Wert

$$s = -\frac{\varrho d}{\varepsilon} u \left(\ln \frac{u - v_0}{u} + \frac{v_0}{u}\right).$$

Strömt der Quecksilberdampf in der Mitte des Dampfrohres mit wahrscheinlichster Molekulargeschwindigkeit, d. h. setzen wir $u = 1{,}82 \cdot 10^4$ cm/sec, so ergibt sich, daß die Randschicht schon die Geschwindigkeit $0{,}5 \cdot u$ für $s = 0{,}058$ cm erreicht hat, d. h. etwa $^1/_2$ mm unterhalb des Dampfrohrendes ist die Dampfmasse der Grenzschicht bereits so beschleunigt, daß sie sich mit halber Molekulargeschwindigkeit bewegt. Für $v_r = 0{,}8\, u$ ergibt die Ausrechnung $s = 0{,}24$ cm, d. h. $2^1/_2$ mm unterhalb des Rohrendes bewegt sich die Grenzschicht mit 80 % der Strömungsgeschwindigkeit im Innern des Dampfstromes.

[13]) Vgl. Gaede, Ann. d. Phys. **41** (1913), 291.

Berücksichtigen wir, daß wir als Anfangsgeschwindigkeit für die Grenzschicht den Wert Null angesetzt haben, während tatsächlich die mittlere Anfangsgeschwindigkeit von der Größenordnung $^1/_2\, u$ ist, indem die äußeren Schichten nahezu ruhen, die inneren Schichten die Geschwindigkeit u haben, so folgt daraus, daß die Grenzschicht noch schneller durch den Dampfstrom unterhalb des Dampfrohres mitgerissen wird als hier berechnet wurde. Der Einfluß der Grenzschicht kann demnach nicht allzu groß sein. Wir berücksichtigen dieselbe in Tabelle 7, indem wir die Dampfgeschwindigkeit etwas kleiner als Schallgeschwindigkeit annehmen.

IV. Das Stromlinienbild des ausströmenden Dampfes.

Die bisher gefundenen Ergebnisse wollen wir jetzt dazu verwenden, uns ein anschauliches Bild von den Strömungsvorgängen in Diffusionsluftpumpen zu entwerfen. Der Quecksilberdampf tritt aus dem Dampfrohr mit großer Geschwindigkeit in einen Raum, der durch eine Vorpumpe evakuiert ist. Für diesen Vorgang wollen wir das Stromlinienbild aufzeichnen auf Grund unserer molekulartheoretischen Betrachtungen in den vorhergehenden Kapiteln. Die Moleküle bewegen sich in thermischer Bewegung nach allen Richtungen durcheinander. Die Stromlinie kann unmöglich die Bewegung der einzelnen Moleküle verfolgen. Dies würde unübersichtliche Zickzackkurven ergeben. Die Stromlinie gibt vielmehr den Mittelwert aller Geschwindigkeiten in einem Molekülschwarm an. Die Stromlinien zeichnen wir um so enger, je größer die Dichte des Dampfes ist. Der Dampf strömt aus dem Dampfrohr nach unten in das Vorvakuum aus, büschelartig auseinandergehend. Die Ausbreitung des Dampfes am Rand ist bei Dampfgeschwindigkeit gleich wahrscheinlichster Molekulargeschwindigkeit durch die Diagramme in Abb. 7 zahlenmäßig für eine kreisförmige Öffnung gegeben. Die gefundenen Resultate übertragen wir auf die Ausbreitung des Dampfes vom Rande des Dampfstromes in das Vakuum. Die Ausbreitung der Stromlinien in der Mitte des Dampfstromes ist im Anschluß an die bekannten hydrodynamischen Stromlinienbilder gezeichnet. In Abb. 12 strömt der Dampf aus einer zylindrischen Düse bei F aus. Da die Ausströmungsgeschwindigkeit aus einer zylindrischen Düse im Maximum Schallgeschwindigkeit ist, wurde die Rechnung für Dampfgeschwindigkeit gleich Schallgeschwindigkeit durchgeführt. Die sich ergebenden Zahlenwerte sind im Stromlinienbild Abb. 12 wiedergegeben. Die punktierte Linie steht überall senk-

recht auf den Stromlinien, und ihre Länge zwischen zwei Stromlinien ist der freien molekularen Weglänge in dem betreffenden Winkelbereich proportional. So ergibt sich, daß die freie Weglänge der Gasmoleküle an der Eintrittsstelle in den Dampfstrom in Richtung von a, also in dem Be-

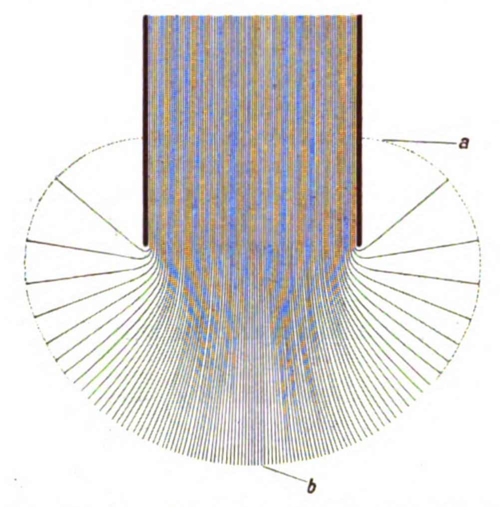


Abb. 12. Dampfbüschel für Schallgeschwindigkeit.

reich des Dampfbüschels der von der Ausströmungsseite abgewendet ist, etwa 75 mal größer ist als bei b im Bereich des Hauptdampfstromes.

Für den extremen Fall, daß die Austrittsgeschwindigkeit in das Vakuum verschwindend

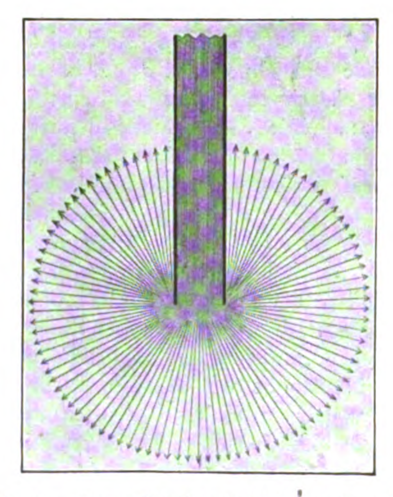


Abb. 13. Dampfbüschel bei kleiner Austrittsgeschwindigkeit.

klein sei gegenüber der Molekulargeschwindigkeit, breitet sich das Dampfbüschel gleichmäßig aus (Abb. 13). In den Abb. 12 und 13 ist vorausgesetzt, daß die freie Weglänge kleiner ist als der Durchmesser der Rohröffnung, so daß die Moleküle sich unter der Öffnung gegenseitig auseinander- und auch zurückstoßen. Ist die freie Weglänge aber bedeutend größer als der Rohrdurchmesser, so tritt diese Abstoßung nach der Seite nicht ein, und man erhält gerade Stromlinien. Sorgt man dafür, daß alle Stromlinien, die nicht parallel der Rohrachse sind, abgefangen werden, indem z. B. die Rohrwand so kalt ist, daß alle auf sie treffenden Dampfmengen kondensiert werden, so erhält man das Stromlinienbild Abb. 14, einen „Molekularstrahl".

Die Abb. 12 und 13 sind idealisiert. In den praktisch vorkommenden Fällen ist eine Kombination der beiden Dampfbüschel zu erwarten aus folgendem Grunde: Bei dem Dampfbüschel Abb. 12 ist die Geschwindigkeit der an die Rohrwandung grenzenden Dampfschicht durch die Wandreibung nach Kap. 3 langsamer als die maximal mögliche Strömungsgeschwindigkeit. Bei dem Dampfbüschel

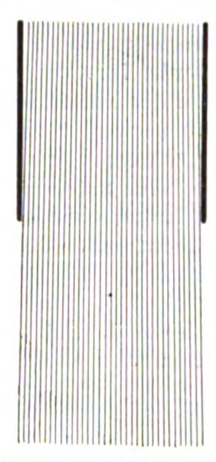


Abb. 14. Molekularstrahl.

Abb. 13 tritt infolge des Druckgefälles vom Ende des Dampfrohres ins Vakuum hinein eine Beschleunigung auf, die der Annahme von kleinen Geschwindigkeiten am Dampfrohrende zuwiderläuft.

Tritt der Dampf in einen bereits mit Gas oder Dampf erfüllten Raum, so breitet der Dampf sich nicht büschelförmig aus, sondern die Dampfteilchen behalten im wesentlichen ihre Richtung bei, es bildet sich ein „Dampfstrahl" aus (Abb. 15). Der Dampfstrahl wird durch den Druck der umgebenden Luft an der Ausbreitung gehindert und behält infolgedessen die geradeaus gerichtete Strahlform.

Der Übergang vom Dampfstrahl zum Dampfbüschel ist von Stark und Reich[14] auf photographischem Wege festgestellt worden. Die Abb. 16 und 17 zeigen die an leuchtendem Quecksilberdampf gemachten Aufnahmen, der aus der Quecksilberbogenlampe in einen birnenförmigen luftgekühlten Kondensationsraum eintritt. Ist der Kondensationsraum warm, also der darin ent-

[14]) Stark und Reich, Physik. Zeitschr. (1903), 324.



haltene Dampfdruck groß, so erhält man den Dampfstrahl Abb. 17. Ist der Kondensationsraum kalt, der darin erhaltene Dampfdruck klein, so erhält man den Dampfbüschel Abb. 16. Interessant ist die dunkle Schicht im Dampfbüschel. In dieser Schicht sind offenbar die leuchtenden + Ionen besonders zahlreich vorhanden. Man kann vermuten, daß in der stärker leuchtenden Schicht positive Ladungen im Überschuß vorhanden sind. Dieses Auftreten von elektrischen den. In diesem Teil ist die freie Weglänge der Moleküle noch so klein, daß wahrscheinlich die Kontinuumstheorie weiterführt. Prandtl hat die Ausbreitung eines Dampfes oder Gases im Vakuum nach der Kontinuumstheorie behandelt und dabei ebenfalls einen Dampfbüschel erhalten[15] (Abb. 18). Die Prandtlsche Theorie gibt für Maximalgeschwindigkeit in dem Winkelbereich von 51° entgegen der Richtung des Dampfstromes ein absolutes Vakuum. Das ist natürlich unmöglich. Im hohen



Abb. 15. Dampfstrahl.

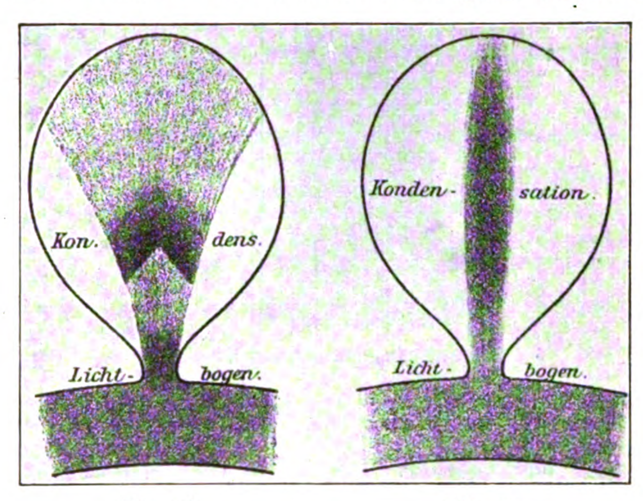


Abb. 16. Abb. 17.
Leuchtender Dampfstrom nach Stark und Reich.

Feldern in einem Dampfbüschel würde gut übereinstimmen mit den am Ende von Kap. 2 D vermuteten elektrischen Feldern (Doppelschichten), welche durch die 600 mal größere Temperaturgeschwindigkeit der Elektronen gegenüber den positiven Ionen erzeugt sind.

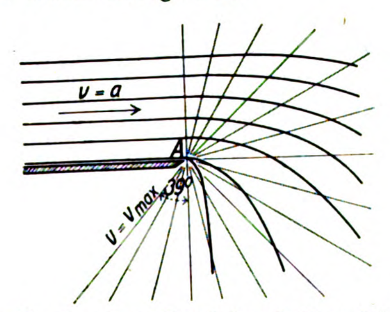


Abb. 18. Dampfbüschel nach Prandtl.

Beim Stromlinienbild (Abb. 12) konnte nur die büschelförmige Ausbreitung des Dampfes unmittelbar unter der Öffnung nach den molekular-theoretischen Berechnungen genau angegeben werden. Dies ist der Teil des Dampfbüschels, der für die Wirkung der Diffusionsluftpumpe allein wichtig ist. Die Stromlinien, die aus der Mitte des Rohres kommend sich unten allmählich ausbreiten, können zurzeit nicht molekular-theoretisch berechnet wer-

Vakuum versagt die Kontinuumstheorie. Die Molekulartheorie führt weiter und gibt uns das Strömungsbild Abb. 12.

V. Stromlinienbilder der Dampfstrahlpumpe und Diffusionsluftpumpe.

Tritt der Quecksilberdampf bei der Diffusionspumpe aus dem Dampfrohr aus, so sind an der Übergangsstelle vom Dampfrohr in das zum Vorvakuum führende Rohr, d. h. am Absaugespalt, die vier genannten Strömungsformen des Dampfes möglich. Zur Erzeugung eines Hochvakuums unbrauchbar sind die beiden Strahlformen. Der Dampfstrahl (Abb. 15) kommt nicht in Betracht, weil er im Vakuum nicht existenzfähig ist. Der Molekularstrahl (Abb. 14) ist unbrauchbar, weil er zu dünn ist, um die abzusaugenden Luftmoleküle in das Vorvakuum treiben zu können. Es bleiben nur die beiden Büschelformen übrig. Die kleinen Dampfgeschwindigkeiten entsprechende Büschelform (Abb. 13) wurde bei dem ersten Gaedeschen Modell der Diffusionsluftpumpe verwendet. Die hohen Dampfgeschwindigkeiten entsprechende Büschelform (Abb. 12) findet bei dem jetzt gebräuchlichen Modell von Diffusionsluftpumpen Anwendung.

[15]) Prandtl, Gasbewegung, Handwörterbuch d. Naturwissenschaften S. 555.



Den prinzipiellen Unterschied zwischen den beiden Methoden, die Luft mittels Dampf auszupumpen, d. h. den Gegensatz von einer Dampfstrahlpumpe und einer Diffusionspumpe, zeigen die Abb. 19 und 20. Die Abb. 19 ist eine Strahlpumpe. Bei der Strahlpumpe tritt der

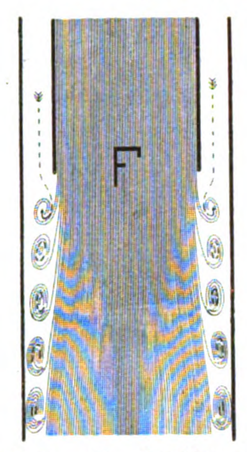


Abb. 19. Dampfstrahlpumpe.

Dampf in Strahlform in den lufterfüllten Raum ein. An der Begrenzungsschicht von bewegtem Dampf und ruhender Luft bilden sich Wirbel, welche die Luft dem Dampfstrahl beimischen. Die spiralförmigen Strömungslinien sollen die Dampfluftwirbel schematisch andeuten und zeigen,

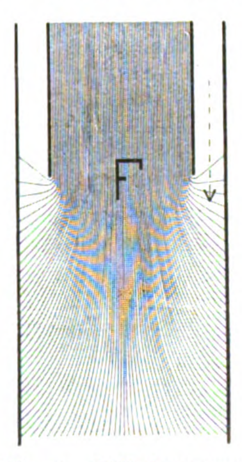


Abb. 20. Diffusionspumpe.

wie die Wirbel nach unten vom Dampfstrahl mitgenommen werden. Die Saugwirkung kommt dadurch zustande, daß in dem unteren Rohr (Staudüse, Diffusor) der Druck des Dampfluftgemisches auf Kosten der Geschwindigkeit ansteigt. Infolgedessen entsteht bei F ein Unterdruck, und die Luft strömt in Richtung des punktierten Pfeiles nach.

Die Abb. 20 ist eine Diffusionsluftpumpe. Der Dampf tritt in das evakuierte, gekühlte Rohr in Büschelform mit großer Geschwindigkeit (Schallgeschwindigkeit) ein. Die Hauptmasse des Dampfes strömt nach unten. Nach oben tritt so wenig Dampf zurück, daß die Luft in Richtung des punktierten Pfeiles in den nach unten gerichteten Teil des Dampfstromes diffundieren kann. Von hier aus wird die Luft nach unten zur Vorpumpe gespült. Das Eindringen der Luft in den Dampfstrom durch Diffusion kommt nur zustande, wenn die Weite des Diffusionsspaltes die freie molekulare Weglänge größenordnungsweise nicht überschreitet.

VI. Freie Weglänge der Gasmoleküle und Sauggeschwindigkeit bei Diffusionsluftpumpen.

A. Ergebnisse der theoretischen Berechnungen.

Die Tab. 6 zeigt die Resultate der nach dem Vorgange von Tab. 2 ausgeführten theoretischen Berechnungen der Saugwirkungen bei verschiedenen Dampfdrucken. Die spezifische Aufnahmefähigkeit[16]) k wurde gleich der Einheit gewählt, d. h. es wurde zur Vereinfachung angenommen, daß alle in die Diffusionsöffnung eingedrungenen Gase restlos vom Dampfstrom fortgespült werden.

Der Durchmesser der kreisförmigen Diffusionsöffnung ist gleich 0,2 cm gesetzt. Die Werte für λ_I und S_I der Tab. 6 sind unter 45^0 gegenüber der rückläufigen Strömungsrichtung berechnet, wenn die Dampfstromgeschwindigkeit gleich der mittleren wahrscheinlichsten Molekulargeschwindigkeit ist. ($v = 182$ m/sec). Die Werte von λ_{II} und S_{II} der Tab. 6 sind das Ergebnis der Rechnungen, wenn die Dampfstromgeschwindigkeit kleiner als die Schallgeschwindigkeit ist ($v = 147$ m/sec). Für λ wurde der Wert bei 45^0 angegeben, weil nach Tab. 2 unter dem Winkel $\vartheta' = -45^0$ das in die Öffnung diffundierende Volumen ein Maximum und die freie molekulare Weglänge unter 45^0 somit am meisten von Bedeutung ist, und weil außerdem der Wert bei 45^0 annähernd den Mittelwert zwischen den freien Weglängen unter den kleineren und größeren Winkeln bildet, wenn den verschiedenen Werten ein um so größeres Gewicht beigelegt wird, je größer das unter diesem Winkel diffundierende Luftvolumen ist.

Tabelle 6.

p mm	λ_I mm	S_I ccm/sec	λ_{II} mm	S_{II} ccm/sec
0,07	16,0	530	7,2	490
0,36	3,5	325	1,6	230
0,73	1,8	220	0,81	125
1,00	1,3	180	0,60	83
1,44	0,94	125	0,42	47
2,18	0,63	82	0,28	20
2,83	0,49	55	0,22	9
3,64	0,39	38	0,18	5
7,25	0,20	7	0,09	0
15,0	0,10	0	0,05	0

[16]) Gaede, Zeitschr. f. techn. Phys. Kap. 3e, S. 347.



Man sieht, daß die Sauggeschwindigkeit S gegen 0 konvergiert, wenn die freie Weglänge λ klein wird gegen den Öffnungsdurchmesser 2 mm.

B. Auswertung der experimentellen Beobachtungsreihen.

Für die Auswertung der an den Pumpenmodellen 1, 2 und 3 gemachten Versuchsreihen (Tab. 7) ist es bedauerlich, daß die genaue Bestimmung der Dampfgeschwindigkeit nicht möglich war, weil die freie Weglänge λ in hohem Maße von der Geschwindigkeit abhängt (Abb. 21). Man ist daher gezwungen, über die Größe der

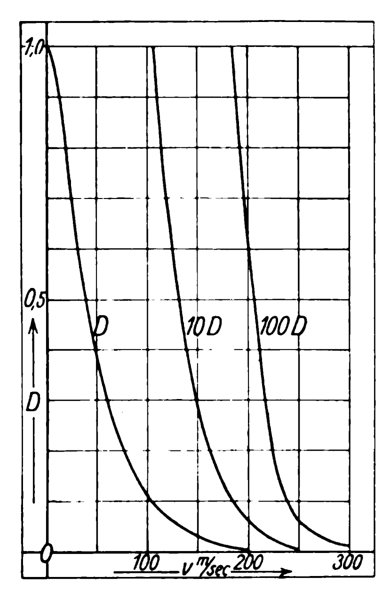


Abb. 21. Abhängigkeit der Dichteverminderung von der Geschwindigkeit des Dampfstromes.

Geschwindigkeit eine Annahme zu machen. Bedenkt man einerseits, daß bei der Verdampfung einer Flüssigkeit im hohen Vakuum die Dampfgeschwindigkeit von der Größenordnung der Molekulargeschwindigkeit ist, so liegt es nahe, anzunehmen, daß auch der Dampfstrom mit wahrscheinlichster Molekulargeschwindigkeit aus dem Dampfrohr in den Kühlraum eintritt. Andererseits muß man aber bei einer solchen Annahme auch der Tatsache gerecht werden, daß Dampf aus einem geraden zylindrischen Rohre in einen evakuierten Raum mit Schallgeschwindigkeit einströmt. Beide Geschwindigkeiten sind indessen von derselben Größenordnung, die Schallgeschwindigkeit ist nur wenig kleiner als die wahrscheinlichste Molekulargeschwindigkeit, nämlich gleich dem 0,91 fachen der Molekulargeschwindigkeit, so daß die Richtigkeit unserer Annahme an Wahrscheinlichkeit gewinnt, daß die Dampfstromgeschwindigkeit von der Größe der wahrscheinlichsten Molekulargeschwindigkeit angesetzt werden darf.

Die Zahlenwerte λ_I in Tab. 7 wurden unter dieser Annahme ($v = 182$ m/sec) berechnet. Die Zahlen unter λ_{II} entsprechen einer Austrittsgeschwindigkeit $v = 147$ m/sec, die kleiner als Schallgeschwindigkeit $v = 166$ m/sec ist, um die langsamere Bewegung der Randschicht des Dampfstromes zu berücksichtigen. Damit die den verschiedenen Austrittsgeschwindigkeiten des Dampfes zugehörigen freien Weglängen bequem zu ermitteln sind, ist in Abb. 21 als Abszisse die Geschwindigkeit v des Quecksilberdampfes und als Ordinate die Zahl D eingetragen. D ist das Verhältnis der Dichte in dem unter 45^0 schräg nach oben zurücktretenden

Tabelle 7.

	p mm	λ_I mm ($v = 182$ m/sec)	λ_{II} mm ($v = 147$ m/sec)	S' ccm/sec
Modell 1	0,34	18,1	5,16	1790
	0,64	10,0	2,86	1600
	1,03	6,28	1,84	1420
	1,31	5,12	1,46	1170
	1,76	3,85	1,10	965
	2,40	2,88	0,82	680
	2,82	2,48	0,71	590
	3,40	2,08	0,60	370
	4,10	1,74	0,50	220
Modell 2	1,04	6,36	1,82	750
	4,28	2,08	0,60	400
	5,44	1,34	0,38	200
	6,35	1,15	0,33	120
	6,90	1,08	0,31	80
Modell 3	3,15	2,22	0,64	660
	4,35	1,65	0,47	270
	(4,35)	(1,65)	(0,47)	30
	(4,35)	(1,54)	(0,44)	0
	—	—	—	—
	3,02	2,31	0,66	660

Teil des Dampfbüschels zu der Dichte in dem abwärts gerichteten Teil des Dampfbüschels bei F in Abb. 20. Zur Berechnung der freien molekularen Weglänge λ im Diffusionsspalt ist die freie molekulare Weglänge im abwärts gerichteten Dampfstrom bei F in Abb. 20 durch die aus Abb. 21 entnommene Zahl D zu dividieren. Im Interesse eines deutlichen Maßstabes sind außer D noch die Werte 10 D und 100 D eingetragen. Die freie Weglänge bei F ergibt sich aus dem Dampfdruck, bzw. aus der durch Messung der kondensierten Dampfmenge ermittelten Dichte des Dampfstromes bei F. Abb. 21 gibt für $v = 182$ m/sec den Wert $D = 0{,}0116 = {}^1/_{85}$; es ist λ_I somit 85 mal größer als die freie molekulare Weglänge im abwärts gerichteten Dampfstrom bei F. Ebenso gibt für $v = 147$ m/sec Abb. 21 den Wert $D = 0{,}32 = {}^1/_{30}$; λ_{II} ist somit 30 mal größer als die freie Weglänge bei F.

In Tab. 7 zeigen die Zahlen, daß mit kleiner werdender freier Weglänge die gemessene Saug-

geschwindigkeit S' abnimmt. Die Größenordnungen stimmen mit der Theorie überein. Weitere Schlüsse lassen sich aus den Beobachtungen zur Prüfung der Theorie nicht ziehen. Dagegen können wir von der Gaedeschen Theorie der Diffusionsluftpumpe ausgehend Aufklärung erwarten über Einzelheiten der komplizierten Dampfbewegung. So sehen wir, daß bei Modell 3 $S' = 0$ wird für $\lambda = 0{,}44$ mm. Wenn bei Modell 2 für das kleinere $\lambda = 0{,}31$ mm noch $S' = 80$ war, so ist offenbar bei Modell 3 die freie Weglänge zu groß berechnet. Die Dampfgeschwindigkeit ist für Modell 3 bei starker Heizung der Pumpe jedenfalls kleiner als angenommen, also kleiner als 147 m/sec, so daß entsprechend Abb. 21 die freie molekulare Weglänge ebenfalls kleiner ist als angegeben. Die Dampfgeschwindigkeit bei Modell 3 mußte kleiner ausfallen als bei Modell 2 bei gleichem Dampfdruck p, weil der Kondensationsraum für den Dampfstrom bei Modell 3 bedeutend kleiner war als bei Modell 2, so daß die Kondensation bei Modell 2 schneller vor sich ging und ein schrofferes, den Dampf beschleunigendes Druckgefälle erzeugte.

Das Strömungsbild bei Modell 3 für $S' = 0$ entspricht ebenfalls der Abb. 20. Gegenüber den anderen Versuchen besteht hier nur der Unterschied, daß in den nach oben tretenden Teilen des Dampfbüschels die freie molekulare Weglänge so klein ist, daß die Luftmoleküle nicht in Richtung des punktierten Pfeiles in die nach unten gerichteten Teile des Dampfbüschels gelangen können, sondern schon in den nach aufwärts gerichteten Teilen des Dampfbüschels stecken bleiben und nach oben zurückgespült werden. Der Dampfbüschel sperrt in diesem Falle den Vorvakuumraum vom Hochvakuumraum wie ein Hahn vollständig ab. Der Gasdruck kann im Hochvakuumraum größer sein als im Vorvakuumraum. Der Betrieb der Pumpe ändert nichts daran, die Druckunterschiede bleiben bestehen. Sobald man jedoch die Dampfzufuhr durch Verminderung der Gasheizung verringert, wird mit zunehmender Geschwindigkeit auch die freie Weglänge größer, die Vorrichtung wirkt nicht mehr wie ein Hahn, sondern arbeitet als Pumpe. Die letzte Zeile in Tab. 7 zeigt, daß sich ohne Gasheizung sogleich die ursprüngliche Sauggeschwindigkeit wieder einstellt.

Obwohl die von den verschiedenen Autoren aufgestellten Theorien (Kondensationstheorie, Parallelstrahltheorie usw.) von Gaede bereits widerlegt sind, sei hier noch auf einen Punkt bei der Parallelstrahltheorie von Crawford[17]) hingewiesen. Nach der „Parallelstrahltheorie" soll die Geschwindigkeit der Dampfströmung so groß sein gegenüber der Molekularbewegung, daß praktisch die Moleküle sich auf parallelen Bahnen bewegen. Dies ist unmöglich, weil die theoretisch größtmögliche Geschwindigkeit von der Größenordnung der Molekulargeschwindigkeit ist. Die mittlere Molekulargeschwindigkeit für gesättigten Quecksilberdampf und der Absoluttemperatur $T = 400$ errechnet sich zu $\Omega = 205$ m/sec, die wahrscheinlichste Molekulargeschwindigkeit zu $W = 182$ m/sec. Die Schallgeschwindigkeit im Quecksilberdampf ergibt sich für dieselben Bedingungen zu $a = 166$ m/sec, für die thermodynamisch maximal mögliche Geschwindigkeit folgt daraus $v_{max} = \sqrt{3} \cdot a = 288$ m/sec. Die Schallgeschwindigkeit ist gleich der 0,91 fachen wahrscheinlichsten Molekulargeschwindigkeit ($a = 0{,}91 \cdot v_w$), die Maximalgeschwindigkeit gleich der 1,58 fachen wahrscheinlichsten ($v = 1{,}58\, v_w$). Crawford gibt für die Dampfgeschwindigkeit bei seiner Pumpe den Wert 420 m/sec an. Dieser Zahlenwert ist unmöglich, weil er größer ist als die maximal größte Geschwindigkeit 288 m/sec.

VII. Unterschied zwischen Dampfstrahlpumpe und Diffusionsluftpumpe.

Gaede unterscheidet in der „Zusammenfassung" seiner Abhandlung „Die Entwicklung der Diffusionsluftpumpe" zwischen zwei physikalischen Prinzipien zur Erzeugung von Druckunterschieden bei Dampfpumpen, dem „Stauprinzip" und dem „Diffusionsprinzip". Das Stauprinzip ist bei Injektoren oder Strahlpumpen (Abb. 19) wirksam und besteht darin, daß die kinetische Energie des Dampfes bei F sich in potentielle Energie in dem Rohr unterhalb F umsetzt. Dadurch entsteht der Unterdruck bei F. Das Diffusionsprinzip besteht in dem Eindringen der Luft in den luftfreien Dampfbüschel (Abb. 20). Diese grundverschiedenen physikalischen Prinzipien, nach denen das Vakuum erzielt wird, bewirken, daß auch die Bedingungen für das erreichbare Grenzvakuum bei der Strahlpumpe und Diffusionspumpe grundsätzlich verschieden sind.

Bei der Dampfstrahlpumpe ist das erreichbare Vakuum vom Dampfdruck bei F (Abb. 19) unmittelbar abhängig. Das Grenzvakuum ist erreicht, wenn der Luftdruck dem entgegenstehenden Druck des Dampfstrahles am Einlaßspalt gleich geworden ist. Bei der Diffusionsluftpumpe ist das Grenzvakuum vom Dampfdruck bei F (Abb. 20) unabhängig, dafür aber vom Luftgehalt des Dampfstromes abhängig. Ist der Dampfstrom luftfrei, so muß man theoretisch eine vollständige Luftleere im Rezipienten erreichen. Bei der Dampfstrahlpumpe wird das Vakuum dynamisch durch die Wucht des Dampfes erzeugt. Bei der Diffusionsluftpumpe dagegen spült der Dampfstrom die aus dem Rezipienten herausdiffundierende Luft fort, ähnlich wie das fließende Wasser die aus gegerbtem Leder, aus gefärbten Stoffen oder aus einem Dialysator herausdiffundierende Salzlösung

[17]) Crawford, Physical Review, Nov. 1917.

fortschwemmt. Als wesentlicher Unterschied zwischen Dampfstrahlpumpe und Diffusionspumpe ergibt sich folgendes: Wird dem Dampf bei der Strahlpumpe Luft beigemengt, so saugt der Dampf-Luftstrahl die Luft ebensogut ab wie der reine Dampfstrahl. Wird dagegen bei der Diffusionspumpe dem Dampf Luft beigemengt, so versagt die Pumpe, sie gibt kein Hochvakuum mehr.[18])

Gaede hält es an der zitierten Stelle für möglich, daß eine Diffusionsluftpumpe nach dem Diffusionsprinzip und dem Stauprinzip kombiniert arbeiten kann, indem z. B. in Abb. 20 die Luft durch Diffusion in den Dampfbüschel eindringt, und indem dann die Dichte des Dampfbüschels von F aus nach unten zunimmt, indem die große kinetische Energie, die der Dampfbüschel bei F hat, sich auf dem Weg nach abwärts unter Verringerung der Geschwindigkeit in potentielle Energie (Druck) umsetzt. Es sollte also nach Gaede bei Diffusionsluftpumpen möglich sein, daß der Druck im Dampf bei F ein Minimum ist ebenso wie bei Strahlpumpen. Wenn der Druck im Vorvakuumraum größer ist als bei F, kann man eine weniger leistungsfähige Vorpumpe verwenden, als wenn das Stauprinzip an der Vakuumerzeugung nicht mithelfen würde. Theoretisch ist eine derartige Kombination von Diffusions- und Stauprinzip denkbar. Indessen lassen die hier vorliegenden Beobachtungen nirgends eine Kombination vom Diffusionsprinzip und Stauprinzip erkennen. Der größte Druck im Vorvakuum, bei dem man noch ein Hochvakuum erhalten konnte, war $^1/_2$ mm Quecksilbersäule. Die Messungen in der Tabelle 7 zeigen, daß der Druck p mit steigender Heizung auf mehrere Millimeter Quecksilbersäule ansteigt. Bei einem Vorvakuumdruck von $^1/_2$ mm nimmt also die Dichte des Dampfes von F stets nach unten ab. Das Stromlinienbild Abb. 20 läßt durch die oben dunkle und unten helle Schattierung, welche die Stromlinien erzeugen, diese Dichteabnahme des Dampfes nach unten unmittelbar erkennen.

Wenn man die großen technischen Vorteile bedenkt, die durch eine große Dampfgeschwindigkeit erreicht werden, ist es leicht verständlich, daß es zweckmäßiger ist, die Pumpe so zu bauen, daß die Dichte von F im Interesse einer großen Dampfbeschleunigung nach abwärts rasch abnimmt, als daß die Dichte unterhalb F unter Stauung wieder zunimmt.

Eine andere Frage ist es, ob dieselbe Pumpe nacheinander zuerst als Injektor, dann als Diffusionspumpe wirken kann. Wir setzen die Pumpe in Betrieb, während der Luftdruck im Rezipienten noch hoch ist, so daß die freie molekulare Weglänge klein ist gegenüber der Weite des Ansaugespaltes. Dann kann die Pumpe als Dampfstrahlpumpe wirken entsprechend Abb. 19. Der Druck im Rezipienten sinkt, und die freie Weglänge wird größer, bis sie in die gleiche Größenordnung wie die Spaltweite hineinkommt. Dann ändert sich der Strömungscharakter in der Pumpe und geht von Abb. 19 über in Abb. 20. Die Pumpe arbeitet dann als Diffusionsluftpumpe. Die Druckgrenze, bei der die Pumpe beginnt als Diffusionsluftpumpe zu wirken, läßt sich am sichersten aus den Versuchen Gaedes mit dem ersten Modell der Diffusionsluftpumpe ableiten[19]), weil hier die Dampfgeschwindigkeit so klein ist, daß die Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung im austretenden Dampfbüschel nicht wesentlich gestört ist, und somit die Verhältnisse besonders einfach und übersichtlich liegen. In Tabelle 5 daselbst ist der Druck, bei dem die Saugleistung der Pumpe noch nicht auf $^1/_{10}$ herabgegangen war, 2,2 mm Quecksilbersäule bei einer Spaltweite von 0,12 mm. Das Diffundieren der Luft in den Dampfstrom hängt von dem Verhältnis Spaltweite durch freie Weglänge, oder was dasselbe ist, vom Produkt Spaltweite mal Druck ab. Diese Versuche zeigen, daß die Diffusion vorhanden ist, wenn das Produkt aus Spaltweite und Druck gleich $0{,}12 \times 2{,}2 =$ etwa $^1/_4$ ist. Die Spaltweite ist bei den meisten Diffusionsluftpumpen etwa 3 mm. Es ist $3 \times {}^1/_{12} = {}^1/_4$. Diese Pumpen arbeiten somit ausschließlich nach dem Diffusionsprinzip entsprechend Abb. 20, wenn der Luftdruck $^1/_{12}$ mm Quecksilbersäule ist. Bei diesem Druck und unterhalb desselben ist die freie Weglänge der Luftmoleküle im oberen Teil des Dampfbüschels so groß, daß der Eintrittsspalt für die Luft zum Diffusionsdiaphragma wird (vgl. Gaede, L. C. Kap. IId), und daß die Pumpe als Diffusionspumpe die höchsten Vakua gibt. Ist beim Beginn des Pumpens der Druck größer als 1 mm Quecksilbersäule, so ist die freie molekulare Weglänge klein gegenüber der Spaltweite. Der Dampf tritt als Dampfstrahl bei F aus, und die Pumpe wirkt entsprechend Abb. 19 als gewöhnliche Dampfstrahlpumpe oder Injektor, zwischen 1 mm und $^1/_{10}$ mm ist ein schwer definierbares Übergangsgebiet. Nach der angegebenen Regel kann man bei jeder Diffusionspumpe leicht bestimmen, unterhalb welchen Druckes sie mit Bestimmtheit ausschließlich nach dem Diffusionsprinzip arbeitet.

Um experimentell festzustellen, ob die Diffusionspumpen als Dampfstrahlpumpen bei höheren Drucken wirken, wurden verschiedene der gebräuchlichen Typen untersucht. Die Diffusionspumpen ganz aus Glas gaben bei Drucken von 2 mm an aufwärts, also in dem Druckgebiet, in dem sie einwandfrei als Strahlpumpen hätten

[18]) Die ausführlichen Meßreihen werden später veröffentlicht.

[19]) Gaede, Annalen der Physik **46** (1915), 387.

arbeiten können, keinen deutlich erkennbaren Druckunterschied. Erst bei 1 mm und abwärts, also in dem Übergangsgebiet zur Dampfbüschelform der Diffusionspumpe, begann die Pumpe zu arbeiten. Die neueste kleine Stahlpumpe von Gaede gibt bei 2 mm wenigstens eine Druckdifferenz von 1 mm. Diese Wirkung als Strahlpumpe bei höherem Druck ist somit bei den Hochvakuum-Diffusionsluftpumpen so klein, daß sie praktisch bedeutungslos ist.

Anders liegen die Verhältnisse bei den Pumpen, die speziell zur Überwindung einer Druckdifferenz von mehreren Millimetern Quecksilbersäule dienen sollen, wie die beiden unteren Druckstufen bei der großen Stahldiffusionsluftpumpe von Gaede.[20]) Die Dampfdüsen A sind bei diesen Stufen, wie Abb. 22 zeigt, nach Art der Lavallschen Treibdüse geformt und stehen etwas vor der gekühlten

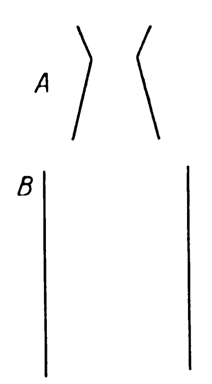


Abb. 22. Dampfdüsen. A Treibdüse. B Staudüse.

Staudüse B zurück, so daß auf dem Weg von A nach B die Luft sich dem freien Dampfstrahl gut beimischt. Die unterste Düse gibt gegen 20 mm Vorvakuum ein Vakuum von etwa 1 mm, wirkt also gut als Dampfstrahlpumpe. Die mittlere Düse wirkt als Strahlpumpe weniger gut, arbeitet aber dafür bei einem Vorvakuum von 5 mm abwärts wie eine mäßig gute Diffusionspumpe. Diese beiden Stufen sind die Vorpumpen für die oberste Stufe, die als Diffusionsluftpumpe ausgezeichnet arbeitet, als Strahlpumpe dagegen praktisch versagt. Die mittlere Stufe wirkt somit in dem oben erklärten Sinn bei Beginn des Pumpens als Strahlpumpe, und wenn der Druck im Saugraum auf etwa $^1/_{10}$ mm gesunken ist, als Diffusionsluftpumpe.

Das Grenzvakuum, das eine Dampfstrahlpumpe zu geben imstande ist, ist durch den Dampfdruck des Dampfstrahles bei F (Abb. 19) gegeben. Angenommen, der Luftdruck sei etwas kleiner als der Dampfdruck bei F, dann schiebt der Dampf die Luft zurück, so daß der Dampfstrahl nur noch mit Dampf, nicht mehr mit Luft umgeben ist, und die Wirbel infolgedessen keine Luft mehr nach unten mitnehmen. Wenn der Dampfstrahl Schallgeschwindigkeit hat, so ist nach obigen Rechnungen die Maxwellsche Verteilung der aus dem Strahl austretenden Dämpfe gestört, so daß der nach oben austretende und die Luft zurückstoßende Dampf weniger dicht sein müßte als der mit der Strahlrichtung austretende Dampfstrom. Der Dichte des Dampfes entspricht ein bestimmter Dampfdruck. Der nach oben austretende Dampf müßte einen geringeren Druck haben, als der Druck bei F ist. Das Grenzvakuum würde dann nicht dem Totaldruck bei F, sondern dem geringeren Totaldruck in den die Luft nach oben zurückstoßenden Dämpfen entsprechen. Im günstigsten Falle würde das Grenzvakuum einer technischen Strahlpumpe durch diesen Effekt um das 100fache verbessert werden können. Die Voraussetzung, unter der wir diesen Effekt abgeleitet haben, leidet indes an einem inneren Widerspruch, denn: Der Dampf soll mit großer Geschwindigkeit in einen evakuierten Raum eintreten und sich frei ausbreiten können, ohne durch zurückkommende Dampfmoleküle gehindert zu werden. Unter diesen Bedingungen findet man die Dichteverteilung bzw. die Druckunsymmetrie um F herum im Dampfbüschel. Diese Hauptbedingung, daß der Dampf sich im evakuierten Raum frei ausbreiten soll, ist wohl bei der Diffusionsluftpumpe, nicht aber bei der Strahlpumpe erfüllt. Der Dampf tritt bei der Strahlpumpe in einen Raum ein, in dem der Gasdruck so groß ist, daß der Dampf sich nicht büschelartig ausbreiten kann, sondern in einem geraden Strahl zusammengehalten wird. Die Bedingungen, unter denen die Unsymmetrie im Dampfbüschel abgeleitet wurde, sind hier nicht erfüllt, so daß bei der Dampfstrahlpumpe die Störung der Maxwellschen Verteilung keinen praktisch ins Gewicht fallenden Einfluß haben kann. Die Druckunsymmetrie tritt nur bei der Diffusionspumpe auf. Allerdings sind auch hier die Druckunsymmetrien für die Höhe des Vakuums ohne Bedeutung, weil bei der Diffusionsluftpumpe der Luftdruck nicht im Gleichgewicht mit dem Dampfdruck steht. Bei der Diffusionsluftpumpe kommt es nur auf den Partialdruck der Luft im Dampf, d. h. auf die Luftfreiheit des Dampfes an, während der Totaldruck des Dampfes das Grenzvakuum in keinerlei Weise beeinflußt. Weder bei der Dampfstrahlpumpe noch bei der Diffusionsluftpumpe ist für das Grenzvakuum die aus der Störung der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung sich ergebende Dampfdruckunsymmetrie maßgebend. Es bleibt nur übrig, daß die Druckunsymmetrie in dem kleinen Übergangsgebiet zwischen beiden Pumpenarten Bedeutung haben könnte. Dies Übergangsgebiet hat indessen eine

[20]) Gaede, Zeitschr. f. techn. Physik 1923, S. 366, Abb. 35.

praktisch so geringe Bedeutung, daß in dieser Abhandlung nicht weiter darauf eingegangen werden soll.[21])

Zusammenfassung.

Der Dampf breitet sich beim Austritt aus einem Rohr in einen hochevakuierten Raum büschelartig nach allen Richtungen aus. Die Störung der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung der Temperaturbewegung im Dampfbüschel infolge der Superposition der Translationsgeschwindigkeit des Dampfstromes wird berechnet. Diese Berechnung ermöglicht, die Dichte in den verschiedenen Teilen des Dampfbüschels zahlenmäßig anzugeben. Die Unsymmetrie im Dampfbüschel nimmt mit der Geschwindigkeit des Dampfstromes rasch zu. Im extremen Falle beträgt die Dichte in dem entgegen der Stromrichtung gerichteten Teil des Dampfbüschels 0,03 % von der Dichte im vorwärts gerichteten Teil des Dampfbüschels. Eine Methode zur Messung der Geschwindigkeit eines ionisierten Dampfstromes scheitert an der Tatsache, daß die Methode nicht die Dampfgeschwindigkeit, sondern die Elektronengeschwindigkeit mißt, die von der ersten verschieden ist. Die entwickelte Dampfbüscheltheorie gestattet bei Diffusionsluftpumpen mit hoher Dampfgeschwindigkeit die freie molekulare Weglänge im Diffusionsspalt und die Sauggeschwindigkeit numerisch zu berechnen. Die erhaltenen Werte bestätigen die Gaedesche Theorie der Diffusionsluftpumpe.

Vorliegende Abhandlung wurde im Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Karlsruhe ausgeführt. Es ist mir eine angenehme Pflicht, an dieser Stelle dem Direktor des Institutes, Herrn Professor Dr. Wolfgang Gaede, für die Anregung zu dieser Arbeit und die während der Ausführung erteilten wertvollen Ratschläge, sowie für die Überlassung von Instrumenten herzlichst zu danken.

[21]) Anmerkung bei der Korrektur: Inzwischen ist im März ds. Js. das Buch „Physik und Technik des Hochvakuums" von Alexander Goetz in 2. Auflage neu erschienen. Auf Seite 80 dieser Auflage wird gesagt, daß „bei den Betriebsbedingungen der modernen Pumpen die Abhängigkeit der Spaltweite von der freien Weglänge weitgehend vernachlässigt werden kann". Die vorliegende Abhandlung zeigt, daß bei den Betriebsbedingungen der modernen Pumpen eine bestimmte Beziehung zwischen freier Weglänge und Spaltweite stets vorhanden ist, wenn die Pumpe ein Hochvakuum gibt. Alle modernen Pumpen mit hoher Dampfgeschwindigkeit versagen, wie die vorstehende Ausführung, besonders Tabelle 7, zeigt, sobald die freie Weglänge klein wird gegenüber der Spaltweite.

Auf Seite 84 wird ferner geschrieben „Es ist bekanntlich leicht, mittels elektrischer Entladungen in der Pumpe den Verlauf des Dampfstrahles sichtbar zu machen". Elektrische Entladungen folgen dem elektrischen Feld. Der Dampfstrahl läßt sich nur sichtbar machen, wenn der Dampf selbstleuchtend ist, wie bei den oben genannten Versuch von Stark und Reich. Diese Versuche lassen erkennen im Gegensatz zu den Goetzschen Angaben, daß der Dampf sich büschelförmig im Vakuum ausbreitet.

Untersuchungen am Poulsenlichtbogengenerator mit longitudinalem Feld.

Von L. F. Pierce, San Diego, Californien.

(Fortsetzung und Schluß aus Nr. 8.)

XII. Eine eingehendere Untersuchung bezüglich der Gase.

Die Abb. 11 und 12 zeigen die Anordnung des Bogens und die Einrichtung der Gaszuführung. Abb. 11 gibt den Bogen und die Filtereinrichtung,

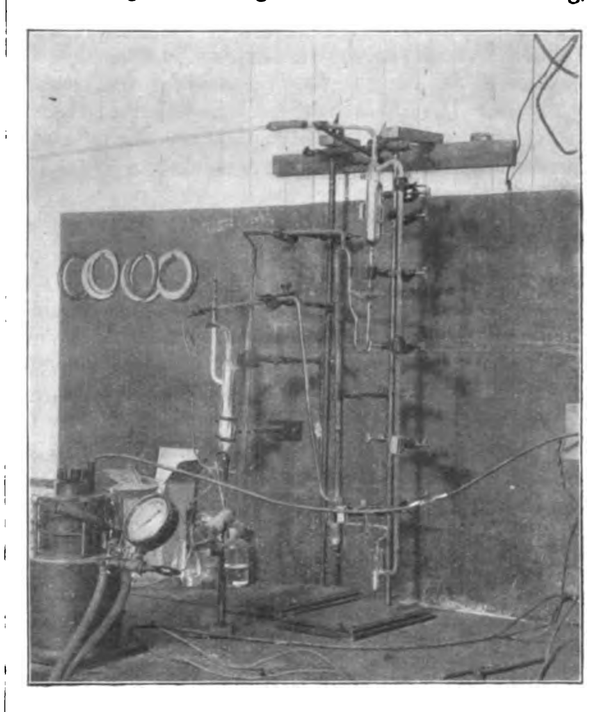


Abb. 11.

durch die das Gas aus der Kammer je nach Wunsch durch ein Verbindungsrohr oder ein Wattefilter geschickt werden konnte. Rechts vom Bilde befindet sich die Zirkulationspumpe[15]), hier eine gewöhnliche Filterpumpe, die auf dem Bilde nicht zu sehen ist. Abb. 12 zeigt den Reinigungsgang und die Reihe der Hähne, die die Richtung des Gasstromes regulieren.

Der Reinigungsgang besteht zunächst aus einer mit konzentrierter Kalilauge gefüllten Waschflasche, zur CO_2-Entfernung. Dann kommt ein Röhrchen mit Phosphor, um den Sauerstoff zu entfernen. Diese werden, wenn sie nicht im Gebrauch sind, durch einen mit Wasser verschlossenen Sicherheits-

[15]) N. Collie, Jr. Chem. Soc. 1889, 110.

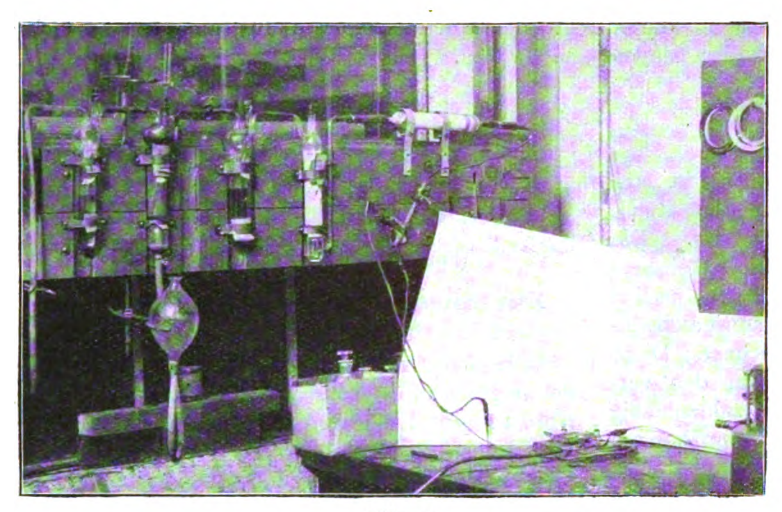


Abb. 12.

ballon abgeschlossen. Darauf folgt eine Waschflasche mit konzentrierter Schwefelsäure, um das Wasser abzuscheiden. Das Gas wird dann durch ein Natronkalkrohr geschickt um die letzten Spuren CO_2 zu entfernen und durch ein P_2O_5-Rohr zur Entfernung der letzten Wasserspuren. Nach Durchlaufen dieser Anordnung wird das Gas durch eine Kapillare in die Bogenkammer gelassen. Von hier wird es je nach dem durch das Wattefilter oder das Verbindungsrohr in die Quecksilberpumpe gesaugt. Aus der Pumpe wird es in die erste Kapillare und wieder in die Kammer gedrückt. Auf diese Art ist es möglich, das Gas immer wieder durch die Lampe strömen zu lassen und es der Wirkung der Bogenflamme auszusetzen.

Mit dieser Einrichtung war es möglich, die verschiedenen Gase zu reinigen und ihre Wirkung mit der ungereinigter Gase zu vergleichen. Es wurden die folgenden Gase untersucht: Leuchtgas, Methan aus Erdgas, Bombenwasserstoff, elektrolytischer Wasserstoff und Stickstoff. Durch das Entgegenkommen des Herrn Dr. R. B. Moore des U. S. Bureau of Mines erhielten wir auch eine kleine Bombe mit Helium und konnten dessen Verhalten im Lichtbogen untersuchen.

Im folgenden werden Vergleichsdaten, die erschöpfenden Tabellen entstammen, gegeben. Sie bilden hübsche Beispiele für das verschiedene Verhalten der einzelnen Gase. Der in der künstlichen Antenne liegende Widerstand ist überall, wo nichts anderes angegeben wird, mit 10 Ohm anzusetzen.

E_{da}	I_d	I_s	Druck kg/min.	Gas (U, ungereinigt; R, gereinigt)
163	8,4	4,6	0,21	Leuchtgas (U)
169	8,4	4,9	0,78	„ (R)
162	8,2	5,0	0,84	Methan (aus der Bombe)
168	8,0	4,9	0,31	„ (R)
160	8,0	5,6	0,54	Wasserstoff (Bombe) Ant. Wid. unter 5 Ohm.

Kein merkbarer Unterschied zwischen Bombenwasserstoff und elektrolytischem Wasserstoff.

Wenn Stickstoff, der durch Erhitzen von Natriumnitrit und Ammoniumchlorid dargestellt wurde, benutzt wird, ist der Bogen instabil und oszilliert nur für Augenblicke. Wegen dieser Unstetigkeiten war es nicht möglich, bei Benutzung von Stickstoff Ablesungen zu machen.

Bezüglich der Dauer des Brennens gaben Leuchtgas und Methan die befriedigendsten Ergebnisse. Diese gaben als längste Brenndauer 5 bzw. $5^1/_2$ Stunden. Mit Bombenwasserstoff lief der Bogen einmal 3 Stunden und 20 Minuten; das war aber ein Ausnahmefall. Der Antennenwiderstand war klein und man konnte das Ganze keineswegs als „gutes Funktionieren" bezeichnen. Andere benutzte Gase lieferten keine Brenndauern, die dieses Namens wert gewesen wären.

E_{da}	I_d	I_s	Druck	Gas
195	6,0	4,0	0,14	Helium, Ant. Wid. unter 3 Ohm
175	8,0	5,5	2,11	NH_3 (greift Elektroden an, sehr instabil).

Die Ergebnisse mit zirkulierendem Gas sind nur roh vergleichbar; aber sie können doch das Folgende zeigen: Es wurde in jedem Falle so vorgegangen, daß die Bogenkammer mit frischem Gas gefüllt wurde und alle Gasreste von früheren Versuchen gründlich entfernt wurden. Dann wurden die Zuführungen verschlossen und die Hähne so gestellt, daß das Zirkulationssystem vollständig war. Der Bogen wurde gezündet und brannte zunächst in einem Anfangszustand. Dieser war durch eine leuchtende gelbe Bogenflamme charakterisiert, die dadurch entsteht, daß die im Überschuß vorhandenen Kohleteilchen, die bei der Zersetzung der Kohlenwasserstoffe entstehen, bis zur Glut erhitzt werden. In dem Maße, wie die Kohleteilchen sich an der Kammerwand niederschlagen, nimmt die Hochfrequenzleistung des Bogens zu und der wahre Wasserstoffbogen erscheint. Aller Wahrscheinlichkeit nach stellt dieser Übergangszustand die III. Schwingungsart dar, die durch Rückzündung charakterisiert ist. Nachdem stabile Bedingungen erreicht sind, wird die Zirkulationspumpe in Betrieb gesetzt. Zu Anfang blitzt die Bogenflamme noch gelb auf, was momentanem Wiederauftreten des Übergangszustandes

zuzuschreiben ist. Nach drei bis vier Minuten hört das aber auf und der Bogen funktioniert wieder normal. Nach fünfzehn bis zwanzig Minuten wird der Bogen instabil, wenn das Wattefilter eingeschaltet ist. Nach einer halben bis dreiviertel Stunde unterbricht der Bogen so oft, daß er für praktische Zwecke unbrauchbar wird. Eine Untersuchung des Wattefilters zeigt an der Einströmungsseite nächst dem Bogen eine deutliche Schwarzfärbung, die sich noch ungefähr $2^1/_2$ cm in die Watte hinein erkennen läßt. Es folgt eine Tabelle mit Zirkulationsergebnissen mit Leuchtgas und Methan. Die jedes Mal angegebene Zeit bedeutet eine Schätzung des Augenblickes, an dem der Bogen wegen Unterbrechung und Abfall der Hochfrequenzleistung als nicht mehr brauchbar angesprochen werden kann. Es sei noch erwähnt, daß beim Niederschlag im Filter der Kohleüberzug in dem kleinen Bleirohr, das als Verbindungsstück diente, vernachlässigt wurde.

XIII. Zirkulationsergebnisse.

Gas	Zeit
Leuchtgas (*R*)	48 Min.
„ (*U*)	33 „
„ (*U*)	40 „
„ (*R*)	29 „
„ (*U*)	45 „
Methan (*R*)	50 „
„ (*R*)	49 „
„ (*U*)	32 „
„ (*U*)	46 „

Diese Ergebnisse weisen deutlich darauf hin, daß Kohle dem Bogen zur Stabilisierung notwendig ist. Sobald die kleinen Kohleteilchen aus den zersetzten Kohlenwasserstoffen ausgefiltert sind, wird der Bogen instabil und der einzige Weg ihn zu erhalten ist, unter Opferung eines Teiles seines Nutzeffektes die Gasstrecke zu verkürzen. Auf diese Art werden genügend Ionen von den heißen Oberflächen der Elektroden frei gemacht, um den Bogen in diesem Zustand zu erhalten. Wenn aber die Gasstrecke auf größte Hochfrequenzleistung eingestellt bleibt, so wird der Bogen so instabil, daß er nach Entfernung der Kohle wertlos wird.

XIV. Untersuchungen mit Alkohol.

Obgleich es möglich gefunden wurde, den Bogen mit Leuchtgas oder Methan zu betreiben, waren diese Resultate doch negativ, soweit es sich um die praktische Seite handelt. Es ist wahr, daß man auf Grund der oben beschriebenen Erkenntnisse mit Recht sagen kann, daß die Verwendung von Bögen dieser Art und Größe für Küstenstationen praktisch wäre. Indessen arbeitet die gewöhnliche Küstenstation wegen der Beschränkungen, die ihnen auferlegt sind, mit viel höherer Energie, als der in diesen Versuchen benutzte Bogen. Der hauptsächlichste Zweck dieses Bogens war, als kleine Schiffsstation zu dienen. Ein mit Gas betriebener Bogen würde sich dazu aber nicht eignen. Es bliebe immer die Gefahr des Undichtwerdens und außerdem wäre das Mitnehmen der Bomben beschwerlich.

Die Verwendung von Alkohol oder einer andern organischen Flüssigkeit schien insofern die beste Lösung zu sein, als alle andern Bögen in Schiffsstationen mit Hilfe von Alkohol als Kammergasquelle betrieben worden waren.

Beim transversalen Bogen ist es Sitte, den Alkohol direkt auf die Bogenflamme tropfen zu lassen, wo er sofort durch die glühende Kohlekathode zersetzt wird. Angesichts der Konstruktion des hier betrachteten Bogens war das unmöglich und es mußte eine seitliche Zuführung benutzt werden. Außerdem war die Flamme nicht annähernd so heiß wie die der Bögen mit Kohlekathode. Darum mußte eine Wärmequelle zur Einführung des Dampfes in einer zum Betriebe des Bogens geeigneten Form benutzt werden.

Verschiedene einfache Kunstgriffe wurden zur Verdampfung des Alkohols benutzt; aber immer war der Bogen schwer zu zünden und instabil im Betrieb. Wenn der longitudinale Bogen mit Gas gespeist wurde, das einem transversalen normalen Lichtbogengenerator entnommen war, so ließ er sich erfolgreich betreiben. Dies zeigte, daß die Verdampfung des Alkohol allein nicht genügt und erst Zersetzung eintreten muß, um einen brauchbaren Brennstoff zu ergeben. Schließlich wurde ein Verdampfer aus einer dünnen Kupferröhre hergestellt, die von einem elektrisch geheizten Zylinder aus feuerfestem Ton umgeben war. Dieser war gegen Wärmeverlust isoliert und am Bogen zusammen mit einer gewöhnlichen Tropfvorrichtung zur Speisung angebracht. Ein Nachteil war, daß erhebliche Zeit verging, ehe die Temperatur hoch genug war, um die notwendige Zersetzung sicher zu stellen. Vor Erreichen dieser Temperatur ist das Mengenverhältnis des Dampfes zum Zersetzungsprodukt so groß, daß der Betrieb sehr schwierig ist. Die ganze Schwierigkeit ist also, einen geeigneten Verdampfer anzugeben, der die nötigen Betriebsbedingungen möglichst schnell eintreten läßt. Mit einer Einrichtung, wie sie hier beschrieben ist, hat einer dieser Bögen zwei Fahrten nach Honolulu auf dem S. S. Wm. F. Herrin gemacht und während der ganzen Reise erfolgreich die Verbindung mit der Heimatstation aufrecht erhalten.

Es fand sich, daß die verschiedenen Alkoholsorten deutliche Unterschiede zeigten. Denatu-

rierter im Handel erhältlicher Alkohol gab etwas geringere Resultate als Leuchtgas und zeigte außerdem immer Anzeichen von überschüssiger Kohle in der Flamme. Die Benutzung von 95 % igem Äthylalkohol lieferte ausgezeichnete Ergebnisse. Die Hochfrequenzenergie war praktisch die gleiche wie beim Leuchtgas und die Unstetigkeiten, die für den denaturierten Alkohol charakteristisch sind, verschwinden fast völlig. Auch betrug die Menge des zur Erreichung optimaler Bedingungen nötigen Alkohols nur den dritten Teil der Menge, die von denaturiertem Alkohol notwendig war.

XV. Chemische Untersuchungen der Betriebsgase.

Um einen Begriff vom Reaktionsvorgang bei der Gaszersetzung im Bogen zu erhalten, mußten gewisse Analysen angestellt werden. So wurde es möglich, einige Kenntnis über den Gasmechanismus in der Kammer zu gewinnen.

Da oft angegeben wird, daß Lichtbögen die Fähigkeit besitzen, Acetylen zu synthetisieren, wurden in dieser Richtung erschöpfende Versuche angestellt. Zunächst wurde das Acetylen aus dem Gase ausgewaschen, indem man es erst durch ammoniakalisches Kupferchlorür schickte und dann durch konzentrierte Schwefelsäure. Nachdem das Gas dann für eine bestimmte Zeit der Wirkung des Bogens unterworfen war, wurde es dadurch analysiert, daß man es wieder durch ammoniakalisches Kupferchlorür perlen ließ und dabei auf das Erscheinen von rötlich-braunen Kuproacetylen achtete.

Kohlensäure wurde so nachgewiesen, daß das Gas mit einer bestimmten Geschwindigkeit drei Minuten lang durch ein bestimmtes Volumen Bariumhydroxydlösung hindurchperlte und das Auftreten von Bariumkarbonat beobachtet wurde.

Kohlenmonoxyd wurde dadurch nachgewiesen, daß das Gas in eine ganz verdünnte Lösung frischen Blutes geperlt wurde. Die Anwesenheit dieses Gases ließ sich dann leicht durch die charakteristische rosa Farbe des Kohlenmonoxydhämoglobin erkennen.

Auf Ammoniak wurde durch Neßlersches Reagenz geprüft.

Auf Cyan dadurch, daß das Gas durch KOH-Lösung geleitet wurde. Diesem war gesättigtes Ferrosulphat mit ein wenig Ferrichlorid zugesetzt. Das Ganze wurde, nachdem es erwärmt war, mit Salzsäure leicht angesäuert. Anwesenheit von Cyan hätte sich durch das Auftreten der charakteristischen Färbung durch preußisch Blau angezeigt.

Es folgt eine Zusammenstellung der Ergebnisse dieser Analysen. Vor jeder Untersuchung war der Bogen 50 Minuten gelaufen.

Gas	C_2H_2	CO_2	NH_3	(CN_2)	CO
Leuchtgas (*U*) Leerversuch	+	+ +	–	–	schwach
Leuchtgas (*U*)	–	– +	–	–	sehr schwach
Leuchtgas (*R*) Leerversuch	–	–	–	–	schwach
Leuchtgas (*R*)	–	–	–	–	sehr schwach
Methan (*U*) Leerversuch	–	+	–	–	schwach
Methan (*U*)	–	–	–	–	sehr schwach
Methan (*R*) Leerversuch	–	–	–	–	schwach
Methan (*R*)	–	–	–	–	sehr schwach
Alkohol	longitudinaler Bogen kein CO_2 im Kammergas				
Alkohol	transversaler Bogen kein CO_2 im Kammergas				

(Minuszeichen bedeutet Abwesenheit; Pluszeichen Anwesenheit; beide Zeichen bedeuten unsicheres Analysenergebnis. Diese hier zusammengestellten Ergebnisse stammen aus sorgfältig überprüften Daten und zahlreichen Analysen.)

XVI. Wasserstoffanalysen.

Die zur Feststellung des Wasserstoffgehaltes schließlich benutzte Methode war die durch Palladiumasbest katalysierte Oxydation. Die Palladiumröhre wurde auf weniger als 400° C erhitzt und die Ergebnisse sind bis zu 1 % zu hoch, was einer geringen Umsetzung des Kohlenwasserstoffes zuzuschreiben ist.[16])

XVII. Analyse der Kammergase.

Aus Leuchtgas gereinigt	74,4 %	Wasserstoff
„ „ ungereinigt . . .	82,18 %	„
Aus Methan gereinigt	83,68 %	„
„ „ ungereinigt	81,33 %	„
Alkoholzerfallsprodukt im transversalen Bogen	85,05 %	„
Alkoholzerfallsprodukt im longitudinalen Bogen	78,11 %	„

Die hier gegebenen Resultate stellen das Mittel aus zahlreichen Analysen in jedem Falle vor.

Interessant sind die Schlußfolgerungen aus diesen Angaben. Die Verschiedenheit des Wasserstoffgehaltes, wenn Alkohol als Kammergasquelle benutzt wird, stimmt völlig mit dem überein, was man bei Betrachtung der Temperaturen schon erwarten konnte. Ferner muß man bedenken, daß das gebrauchte Gas beider Bogen bei Benutzung von Alkohol kein Kohlendioxyd nachweisbar enthält. Man muß daher annehmen, daß das Zersetzungsprodukt aus Wasserstoff, Kohlen-

[16]) Treadwell, Quantitative Analyse.

wasserstoff und inertem Gas besteht mit vielleicht einer geringen Spur Kohlenmonoxyd.

Die Ergebnisse der Wasserstoffanalyse beim Methan waren zu erwarten und der Unterschied ist weder groß noch bedeutsam. Die Entfernung von CO_2 bedeutet eine Entlastung der Flamme, da die Analyse zeigt, daß CO_2 im Bogen zersetzt wird. Daher ist eine etwas stärkere Methanzersetzung im gereinigten Gas als im ungereinigten zu erwarten.

Im Falle des Leuchtgases sind die Ergebnisse gerade umgekehrt. Im ungereinigten Leuchtgas befindet sich eine ziemlich große Menge Acetylen, das leicht bei verhältnismäßig tiefen Temperaturen zersetzt wird. Wenn Leuchtgas gereinigt wird, so entfernt man dabei das Acetylen und das Gas erreicht die Kammer schon mit rund 50 % Wasserstoff, der abgesehen von seinem Verdünnungseffekt auf die übrigen Gasbestandteile ein ausgezeichneter Wärmeleiter ist. Es ist daher natürlich, hier im Falle des gereinigten Gases eine geringere Zersetzung zu erwarten, als im ungereinigten. Auf die gleiche Art läßt sich erklären, daß die Übergangsdauer vor dem Einsetzen der Schwingungen bei Verwendung von Leuchtgas viel länger ist als bei Verwendung von Methan.

Man muß ferner beachten, daß nach 50 Minuten, wenn man annehmen sollte, daß vollständige Umsetzung stattgefunden hat, noch eine beträchtliche Menge Kohlenwasserstoff vorhanden ist. Dies wurde durch zahlreiche langsame Verbrennungen nachgewiesen. Wenn nach einer solchen Verbrennung das Gas beim Passieren von Alkalien CO_2 abgab, so bedeutete das zweifellos einen Kohlenwasserstoffgehalt des Ausgangsgases. Alle diese Tatsachen zusammen mit den Ergebnissen der Zirkulationsversuche lassen keinen Zweifel darüber, daß das Reaktionsschema für das Gas im Bogen:

$$x' C + x H \rightleftharpoons C_{x'} H_x \rightleftharpoons x' C + x H$$

ist.

Dies ist eine Gleichgewichtsbedingung, bei der das Gleichgewicht stark auf der Seite großer Wasserstoffmenge und vieler Kohleteilchen liegt; wobei die Kohleteilchen als Träger oder „Bogenzünder" längs der Gasstrecke wirken.

Außerdem befinden sich, wie es oben schon bei der Benutzung von Wasserstoff im Bogen erwähnt wurde, große Mengen von Kupferteilchen im Gase suspendiert; denn das im longitudinalen Bogen verbrannte Gas zeigt, wenn man es beim Ausströmen entzündet, regelmäßig eine grüne Flammenfärbung, die Kupfer anzeigt. Bei Vorschaltung eines kleinen Wattefilters tritt dies nicht ein, was beweist, daß es sich hier wirklich um kleine Teilchen handelt, die sich abfangen lassen.

Diese Folgerungen richten den Blick auf die Arbeiten früherer Forscher und da findet sich, daß Untersuchungen dieser Art bisher kaum oder garnicht durchgeführt worden sind. Am nächsten kommt noch die Fullersche Arbeit.[17] Aber die Folgerungen aus der hier vorliegenden Arbeit stimmen nur schlecht mit der Fullerschen Arbeit überein, in der er eine Anzahl von Hypothesen über das Verhalten des Bogens und die Zersetzung verschiedener organischer im Bogen benutzter Flüssigkeiten macht.

Zunächst nimmt er an, daß Kerosin aus Dekan besteht, was schon nicht richtig ist. Er erklärt, daß die Dissoziation von Dekan folgendermaßen verläuft:

$$C_{10}H_{22} = 10\,C + 11\,H_2$$

Vom Äthylalkohol gibt er folgendes Zersetzungsbild:

$$2\,C_2H_5OH = CO_2 + 6\,H_2 + 3\,C.$$

Dann sagt er, daß die „Gewichte gleicher Raumteile der Kammergase aus ihren Molgewichten zu berechnen sind. So ist

$$\frac{\text{Dichte des Kammergases aus Kerosin}}{\text{Dichte des Kammergases aus Äthylalk.}} = \frac{14}{56} = \frac{1}{4}.$$

Die Geschwindigkeiten der Moleküle verschiedener Gase bei gleicher Temperatur sind umgekehrt proportional den Quadratwurzeln der Dichten dieser Gase. Daher ist die molekulare Geschwindigkeit des Kammergases aus Kerosin doppelt so groß wie die für das Gas aus Äthylalkohol."

Dr. Fullers Dichteberechnungen sind merkwürdig. Augenscheinlich setzt er eine luftdichte Kammer voraus; eine Bedingung, die von keiner der von ihm benutzten Lampen erfüllt wird. Außerdem scheint der Wert 14, den er für Kerosin benutzt, keine Grundlage zu haben; jedenfalls sagt Fuller nichts darüber. Das Einsetzen des Wertes 22 nach seinen eigenen Überlegungen würde das so gut passende Verhältnis ändern, daß für die Dichten 1:4 oder 2:1 für die Diffusionsgeschwindigkeiten ergibt.

Tatsächlich würde es sich bei Annahme der von Fuller angegebenen Zersetzungsschemata um zwei Gasfüllungen der Kammer handeln, von denen die eine Wasserstoff bei Atmosphärendruck wäre, die andere 6/7 Wasserstoff und 1/7 CO_2 bei Atmosphärendruck. Die Dichte würde dann 2,016 für den Wasserstoff und $2{,}016 \cdot 6/7 + 1/7 \cdot 44 = 8{,}01$ für das zweite Gas, das Dichteverhältnis also 2,016/8,01 sein, was nicht schlecht mit dem von Fuller bestimmten Wert übereinstimmt.

Die Überlegungen sind aber auf falschen Voraussetzungen aufgebaut, da weder die Zusammensetzung des Kerosins noch die Zersetzung von

[17]) Fuller, Proc. Inst. Rad. Eng. **7** (1919), 464.

Kerosin oder Alkohol so ist, wie Fuller sie angibt. Bei der experimentellen Untersuchung dieser Frage wurde gezeigt, daß kein CO_2 im transversalen Bogen gebildet wird. Der transversale Bogen hatte eine Kohlekathode und stimmte in jeder Beziehung völlig mit dem von Fuller benutzten Bogen überein. Angesichts des oben beschriebenen Gasumsatzes im Bogen besteht jeder Grund dafür anzunehmen, daß das bei Benutzung von Kerosin im Bogen zum Schluß vorhandene Gas aus Wasserstoff und Kohlenwasserstoffen besteht.

Daß der transversale Bogen auch mit Wasserstoff allein arbeitet, liegt daran, daß dort immer bis zum Glühen erhitzte Kohle vorhanden ist, die aus der Kohlekathode stammt. Im longitudinalen Bogen mit Metallelektroden nimmt der Kohlenwasserstoff den Platz der Kohle als „Bogenzünder" ein und wenn der Kohlegehalt durch Niederschlagen an den Wänden der Kammer erschöpft ist, so wird der Bogen instabil. Andrerseits wird bei einem Überschuß an Kohlenwasserstoffen die Hochfrequenzleistung vermindert und es stellt sich wahrscheinlich eine Neigung zur Rückzündung ein. Dies liegt an einem Überschuß von Kohleteilchen, die zu ihrer Entfernung Energie verbrauchen und verhindern, daß die Gasstrecke richtig entionisiert wird.

XVIII. Spektroskopische Beobachtungen.

Auf die Anwendung der Spektroskopie für diese Fragen waren große Hoffnungen gesetzt worden. Mit einer Kondensatorlinse wurde ein Bild der Bogenflamme auf den Spalt eines Spektrometers mit subjektiver Beobachtung geworfen. Wenn man das Fernrohr durch eine Kamera ersetzte, die dicht hinter dem letzten Prisma angebracht wurde, so ließ sich das Spektrum photographieren. Die so erhaltenen Bilder waren aber aus verschiedenen Gründen nicht zur Analyse geeignet. Man bekommt Spektren von Kohle, Wasserstoff und Stickstoff zugleich mit zahlreichen Kupferlinien. Das starke Magnetfeld des Bogens gibt aber Zeemanaufspaltung. So erhält man ein Vielfaches der Linien, die man erhalten würde, wenn man das gleiche Gas in Abwesenheit dieses Feldes photographieren könnte.

Spektroskopie ließe sich nur anwenden, wenn man die Gase aus der Bogenkammer sammeln würde und sie dann später in evakuierten Röhren bei stiller Entladung untersuchen würde. Wir hoffen solche Ergebnisse später bringen zu können.

XIX. Zusammenfassung.

[1. Es wird eine Diskussion der Theorien des Lichtbogengenerators gegeben mit gedrängter Literaturangabe.]

2. Die physikalischen Konstanten eines longitudinalen Bogens wurden unter verschiedenen Bedingungen gemessen und es wird angedeutet, daß sich der Bogentyp mit longitudinalen Felde wohl so ausbauen ließe, daß er eine viel bessere Ausbeute gibt, als allgemein angenommen wird.

3. Die in Lichtbogengeneratoren sowohl mit longitudinalen als mit transversalen Felde erreichten Temperaturen sind untersucht und verglichen worden. Durch diese Messungen wurde gezeigt, daß Beziehungen bestehen zwischen:

a) Temperatur und Frequenz,
b) Temperatur und Widerstand,
c) Temperatur und Leistung,
d) Druck und Leistung,
e) Druck und Drosselung.

4. Lange Reihen von Gasanalysen im Zusammenhang mit Untersuchungen bei zirkulierendem Gase haben klar gestellt, daß zum erfolgreichen Betriebe des Bogens mit longitudinalem Felde Kohle notwendig ist, und daß es ferner vorteilhaft ist, sie als Kohlenwasserstoff einzuführen. Wie im Text erwähnt, stellt der Gasumsatz ein Gleichgewicht zwischen Wasserstoff, Kohle und Kohlenwasserstoff dar.

[6. Es wurde ein Vergleich angestellt der verschiedenen Quellen für Kammergase; ihre Vorzüge und Nachteile werden angegeben.]

7. Es wurde gezeigt, daß einige Feststellungen früherer Autoren bezüglich der Zersetzung des Alkohols im Bogen mit transversalem Felde unrichtig waren. Es werden Anhaltspunkte für das wahrscheinlich einfache Zersetzungsschema gegeben. Daraus folgt auch die Erledigung vieler früher hieraus gezogener Schlußfolgerungen.

8. Es sind teilweise neue Methoden für die Untersuchung des Lichtbogengenerators verwendet worden, und wir hoffen, daß die Anwendung dieser Methoden zu einer Wiederaufnahme einiger Fragen führt, die gelöst werden müssen, damit der Bogen weiterhin den ihm mit Recht zustehenden Weg in der Welt fortsetzen kann.

Diese Arbeit wurde auf Veranlassung von Herrn Prof. S. W. Young unternommen und unter seiner Leitung ausgeführt. Seine Anregungen haben mich stets sehr gefördert und ohne sein Interesse wäre die Vollendung dieser Arbeit unmöglich gewesen.

Herrn Radioingenieur C. C. Chapman und meinem Freunde T. Hashimoto sage ich meinen besten Dank, ebenso wie der Federal Telegraph Company für ihr freundliches Entgegenkommen in technischer Hinsicht.

(Eingegangen am 1. Oktober 1925.)



Zuschriften an die Schriftleitung.

Über die Dampfdruckkurve des Kohlenstoffes.

Von H. Herbst in Jena.

Die Abhandlung von H. Alterthum, „Neuere Untersuchungen über das Schmelzen und Verdampfen von Kohlenstoff". Zeitschr. für technische Physik **6** (1925), 540, veranlaßt mich zu einigen Bemerkungen:

Man kann heute als sicher annehmen, daß es gelungen ist den Kohlenstoff zu schmelzen, und dürfte für den reinsten Kohlenstoff etwa ein Wert von 3800° abs. als Schmelzpunkt in Frage kommen. Die relativ großen Unterschiede die verschiedene Forscher finden, beruhen einesteils auf der verschiedenen chemischen Zusammensetzung und den verschiedenen physikalischen Eigenschaften, wie Härte, Porosität usw. der zu den Schmelzversuchen angewandten Kohlensorten.

Dagegen herrscht über den „Siedepunkt" des Kohlenstoffes noch große Unklarheit. Bisher wurde meist die Anschauung vertreten, daß die Temperatur von etwa 4200° abs. die der positive Krater der Bogenlampe bei normaler Belastung bei gewöhnlichem Atmosphärendruck zeigt, der Siedetemperatur des Kohlenstoffes entspricht. Dies ist nun nicht der Fall, vielmehr liegt nach H. Herbst[1]) der „Siedepunkt" des Kohlenstoff bei einer Atmosphäre Druck im Maximum bei etwa 6000° abs. im Minimum bei 5350° abs. Die Temperatur von etwa 4200° die die Bogenlampe bei normaler Belastung bei gewöhnlichem Luftdruck zeigt entspricht also nicht der Siedetemperatur des Kohlenstoffes, sondern liegt erheblich (um etwa 1800°) tiefer als der Siedepunkt und stellt daher nur einen ganz willkürlichen Verdunstungspunkt des Kohlenstoffes dar. Bei der Bogenlampe reicht also die normale Energiezufuhr nicht aus um den Kohlenstoff zum „Sieden" zu bringen! Die verschiedenen Temperaturen, die sich einstellen, wenn man den unter normaler Belastung brennenden Lichtbogen unter verschiedenen äußeren Zusatzdruck bringt, entsprechen also nicht den „Siedepunkten" bei den betreffenden Drucken, sondern liegen meist tiefer; die Bogenlampendruckkurven sind willkürliche Verdunstungskurven, deren Lage sich je nach den Versuchsbedingungen, wie Stromstärke, Spannung usw. ändert.

Auch die von Fräulein Kohn und Guckel[2]) für verschiedene äußere Zusatzdrucke angegebene Temperaturkurve ist nicht die „Siedepunktskurve" des Kohlenstoffes, sondern eine willkürliche Verdunstungskurve, von denen man je nach den Versuchsbedingungen unendlich viele verschiedene Kurven erhalten kann. Im günstigsten Fall kann eine derartige Kurve der wahren Dampfdruckkurve „affin" verlaufen. Selbst wenn Kohn und Guckel bewiesen hätten, daß die von ihnen gemessenen Temperaturen und Drucke der Gleichung von Clausius-Clapeyron genügen, so ist damit noch lange kein Beweis dafür erbracht, daß es die wirkliche Siedepunktkurve ist! Es handelt sich vielmehr wahrscheinlich um eine „affine" Kurve.

Es ist falsch mit der „Lichtbogenmethode" die „Siedepunkte" des Kohlenstoffes bestimmen zu wollen! Führen wir nämlich bei einer Dampfdruckmessung zu dem Stoff, dessen Dampfdruck bestimmt werden soll ein unter Druck stehendes Gas als Zusatzdruck ein, so addieren sich nach dem Daltonschen Gesetz die Partialdrucke! Der gemessene Gesamtdruck ist also gleich der Summe der Teildrucke, also gleich dem Zusatzgasdruck und dem Kohlenstoffdampfdruck. Man muß sich nun die Frage vorlegen, wieviel Prozent des gemessenen Gesamtdruckes beträgt jeweils der Teildampfdruck des Kohlenstoffes? Soviel mir bekannt, ist letzteres nicht festgestellt worden, sondern Kohn und Guckel haben den gemessenen Gesamtdruck einfach mit dem Dampfdruck des Kohlenstoffes identifiziert, was natürlich nicht richtig ist.

Das Daltonsche Gesetz gilt streng natürlich nur für geschlossene Räume bei konstanter Temperatur im ganzen Druckraum. Im Lummerschen Druckgefäß herrscht aber ein so starkes Temperaturgefälle, daß der Kohlenstoffdampf ganz oder zum allergrößten Teil gar nicht bis zum Manometer gelangt, sondern schon vorher kondensiert, bezüglich fest wird, und daher also auch auf das Manometer keinen oder nur einen ganz anderen (viel geringeren) Druck ausüben kann, als dem Druck im Krater entspricht. Die „Siedepunktsmethode" der Dampfdruckbestimmung hat zur Voraussetzung, daß tatsächlich siedende Flüssigkeit vorliegt, was bei den Lummerschen Versuchen nicht der Fall ist. Es ist auch nicht angängig, den Dampfdruck dadurch bestimmen zu wollen, daß man einen kleinen Tropfen Flüssigkeit in einem riesengroßen Gefäß verdampft! Die Bogenlampendruckmethode ist jedenfalls zur Bestimmung des Kohlenstoffdampfdruckes nicht geeignet.

In Wirklichkeit hat der Kohlenstoff des positiven Kraters einer frei in Luft bei einer Atmosphäre Druck brennenden Bogenlampe von der Temperatur von etwa 4200° abs. etwa einen Dampfdruck im Maximum von 0,03 im Minimum

[1]) H. Herbst, „Über die Dampfdruckkurve und die molekulare Verdampfungswärme des flüssigen Kohlenstoffes." Phykalische Zeitschr. **27** (1926), 366.

[2]) H. Kohn, Zeitschr. für Physik **3** (1920), 143. — H. Kohn und E. Guckel, Zeitschr. für Physik **27** (1924), 305.

von 0,003 Atmosphären. Der Tripelpunkt liegt bei etwa 3800° abs. und einem Druck im Maximum von 0,005 und im Minimum von 0,0003 Atmosphären. Wir gewinnen hier also ein ganz anderes Bild, welches den tatsächlichen Verdampfungs- und Abbrandeigenschaften der Kohlen besser gerecht wird.

Elektrische Kontakte im Vakuum.

(Nachträglich eingegangene Mitteilung auf der Tagung des Gauvereins Rheinland-Westfalen am 1. Mai 1926.)

Zusammenfassende Übersicht der Ergebnisse von Untersuchungen des Vortragenden über die Entladung, die zwischen Metallelektroden auftritt, wenn die Bedingungen für Gasentladungs- oder Lichtbogenvorgänge ausgeschaltet werden und wenn genügend hohe Feldstärken angelegt werden. Die Entladung tritt bei Elektroden, die keiner besonderen Vorbehandlung unterworfen wurden, ein, wenn die Feldstärke Werte von einigen Millionen Volt/cm erreicht. Durch Ausglühen im Vakuum, längeres Evakuieren und vor allem durch gegenseitige Berührung der glühenden Elektroden unter Spannung werden immer niedrigere Einsatzfeldstärken erreicht. Beobachtet wurden bei Platin Werte von 40000 Volt/cm, jedoch scheint das noch nicht die untere Grenze der kritischen Feldstärke zu sein. H. Rohmann.

Besprechungen.

Meßgerät. Wissenschaftliche Vorträge am 30. September und 1. Oktober 1925 während der Kölner Messe. 85 S. Verlag des Messeamts Köln. 1925. Kart. Rm. 7,—.

War es schon ein glücklicher Gedanke der technischen Messe in Köln eine Sonderausstellung „Das Meßgerät“ einzugliedern, so wurde der Wert der Ausstellung noch weiter dadurch gesteigert, daß in sechs Vorträgen über die grundlegenden Probleme der neuzeitlichen mechanischen Meßtechnik berichtet wurde. Diese sind in vorliegendem Hefte zusammengefaßt. Einen ungefähren Überblick über das Gebotene bieten schon die Titel: Die Entwicklung der Meßkunde von Block, Königsberg. Bedeutung und Nutzen der Präzisionsmessungen in der Technik von G. Berndt, Dresden. Optische Messungen im Maschinen- und Apparatebau von O. Eppenstein, Jena. Aufgaben und Grenzen der physikalischen Längenmessung von H. Konen, Bonn. Messungen bei Explosionen mit Nutzanwendung auf den Bergbau von F. Ritter, Chemisch-Technische Reichsanstalt, Berlin. Die Messkunde als nationales und internationales Problem von Br. Lenk, Charlottenburg.

Auf den Inhalt der wertvollen Vorträge kann wegen der Fülle des Stoffes nicht eingegangen werden, es sei nur bemerkt, daß zahlreiche gute Abbildungen die behandelten Geräte und Verfahren veranschaulichen. Der Ingenieur, der in der Praxis dauernd Präzisionsmeßverfahren anwenden muß, und der Physiker, von dem die Technik genaueste mechanische Messungen und Methoden dazu verlangt, braucht auf den Wert des Buches nicht besonders hingewiesen werden. Aber auch der reine Physiker wird hier Apparate und Methoden entwickelt finden, die von ganz anderen Zielen ausgehend jetzt seinen Zwecken leicht nutzbar gemacht werden können. Fügte man dem Buch noch Literaturangaben und einige buchgemäße Ergänzungen bei, dann wäre auch für die Dauer sein Wert sichergestellt.
E. Lübcke.

Menges, Charles, L., R., E., **Nouvelles vues Faraday-Maxwelliennes.** 4°. V, 93 S., 2 Fig. i. T. Gauthier-Villars, Paris. 1924. Geb. Fr. 10,—

Das Buch enthält eine Kritik der Theorien der Elektrodynamik bewegter Körper. Im ersten Teil kritisiert der Verfasser die spezielle Relativitätstheorie. Er glaubt in den Schlußfolgerungen dieser Theorie logische Fehler finden zu können und kommt daher zu einer Ablehnung der Theorie. Es scheint, daß der Verfasser den Gedankengängen der speziellen Relativitätstheorie nicht die erforderliche Gerechtigkeit widerfahren läßt. Der zweite Teil enthält eine schon früher veröffentlichte Arbeit des Verfassers über die Fresnelsche Formel. Es wird hier gezeigt, daß man eine Ableitung dieser Formel in der von H. A. Lorentz angegebenen Form erhalten kann, ohne das relativistische Additionstheorem der Geschwindigkeiten vorauszusetzen. Auch durch dieses Resultat hält der Verfasser die spezielle Relativitätstheorie für widerlegt im Gegensatz zu Einstein, der bekanntlich in der Lorentzschen Ableitung der Fresnelschen Formel keinen Widerspruch zu seiner Theorie sieht. Schließlich werden im dritten Teil die bekannten Schwierigkeiten der Lorentzschen Theorie der Elektrodynamik bewegter Körper erörtert, daß nämlich das Gesetz von Wirkung und Gegenwirkung nicht erfüllt ist. Der Verfasser glaubt diese Schwierigkeiten dadurch beseitigen zu können, daß er in dem Ansatz für die ponderomotorische Kraft ein Glied hinzufügt, das dem Poyntingschen Strahlungsvektor proportional ist und dem Strahlungsdruck entspricht. H. Backhaus.

Dralle, R., **Die Glasfabrikation.** Zweite, gänzlich umgearb. und verb. Aufl., unter Mitwirkung zahlreicher Mitarbeiter. Herausgegeben von G. Keppeler. I. Band. Groß 8°. X, 766 S., 714 Abb., 16 Taf. R. Oldenbourg, München und Berlin. 1926. Geb. i. L. Rm. 64,—.

Der neue Dralle! Was war uns nicht der alte Dralle, das klassische Hand- und Lehrbuch der Glastechnik, wert. Kein Glashüttenmann, kein Wissenschaftler in der Glasindustrie, Techniker, Ofenbauer im In- und Auslande, der nicht bei ihm oft und oft Rat gesucht und gefunden hätte. Wohl war er bei seinem Alter von 15 Jahren und bei der Entwicklung der Glastechnik und Glasforschung gerade im letzten Jahrzehnt hier und da etwas unmodern geworden, ohne daß es jedoch seinem Werte und Ansehen merklich geschadet hätte. Er war eben das klassische Buch der Glastechnik.

Einem solchen Gradmesser sieht sich die Neuauflage gegenüber; und man wird ohne weiteres ermessen können, wie schwer es für den Herausgeber war, etwas gleich Gutes oder gar Besseres an seine Stelle zu setzen, alle Wünsche zu befriedigen. Und doch ist dies Keppeler und seinen Mitarbeitern mit dem ersten Bande (der zweite folgt nach) weitgehend gelungen. Er hat es verstanden, den Charakter des alten Dralle im neuen Gewande zu wahren und doch vieles ganz neu und neuen Anschauungen entsprechend zu gestalten. Für beides sind wir ihm dankbar.

Zunächst die Stoffeinteilung:

1. Physikalische und chemische Grundlagen der Glaserzeugung.
2. Rohstoffe und ihre Aufbereitung.
3. Vorgänge beim Einschmelzen, Läutern und Kühlen.
4. Brennstoffe (Bearbeiter von 1—4 Keppeler).
5. Glaserzeugung (Bearbeiter Wolff).
6. Überwachung des Ofenbetriebes (Bearbeiter Maurach).
7. Feuerfeste Erzeugnisse (Bearbeiter Keppeler).
8. Öfen (Bearbeiter Wolff und Keppeler).
9. Maschinen zur Verarbeitung von Glas (Bearbeiter Wendler).



Gegenüber dem alten Dralle hat sich in der Stoffeinteilung nur wenig geändert. Das alte Kapitel 2 ist im neuen Dralle in 2 und 3 getrennt worden; einige Kapitel wurden auf das notwendige und richtige Maß beschränkt, andere den neuzeitlichen Fortschritten entsprechend erweitert.

Von den die Physiker besonders interessierenden Kapiteln sind in erster Reihe das erste: „Physikalische und chemische Grundlagen der Glaserzeugung", das dritte: „Vorgänge beim Einschmelzen, Läutern und Kühlen", und das sechste: „Überwachung des Ofenbetriebes" zu nennen. Die Bearbeitung dieser Kapitel ist besonders gründlich, weitgehend und erfreulich erfolgt. Ich begrüße es, daß gerade das erste Kapitel von vornherein das Niveau des Buches angibt, daß nämlich nur gründliche physikalische und chemische Kenntnisse den modernen Glashüttenmann in die Lage setzen, die Eigenschaften des Glases auf Grund seiner Zusammensetzung, Konstitution usw. richtig zu beurteilen und einen Überblick zu gewähren, der viele Anwendungsmöglichkeiten in der Praxis gestattet. Wenn noch bis vor wenigen Jahren gerade physikalische Untersuchungsmethoden im wesentlichen auf die optischen Glashütten beschränkt waren, so hat sich dies weitgehend geändert und muß sich noch viel mehr ändern: Die allgemeine Glasindustrie muß in einem ganz anderen Maßstabe, als es bisher schon der Fall ist, auf wissenschaftliche Grundlage physikalischer und chemischer Natur gestellt werden. Dieses Buch wird hoffentlich dazu beitragen, diesen Wandlungsprozeß zu beschleunigen.

Das gleiche können wir, wenn auch mit anderen Worten, über die Überwachung des Ofenbetriebes sagen, nicht zuletzt vom wärmewirtschaftlichen Standpunkt aus, da nicht genügend oft wiederholt werden kann, daß wir im Interesse der Volkswirtschaft und im Interesse des Einzelnen höchste Sparsamkeit in der Energiewirtschaft betreiben müssen. Gerade die Glastechnik ist eine solche, die vom wärmetechnischen Standpunkt aus mit einem geradezu erschütternden Wirkungsgrade arbeitet. Man bedenke nur, welcher minimale Bruchteil der aufgewandten Kalorien sich im fertigen Erzeugnis irgendwelcher Art in der Glasindustrie vorfindet. Daß hier von Anbeginn an und im ganzen Fabrikationsprozeß, d. h von der Vergasung, vom Schmelzen bis zum Kühlen usw. durch eine Betriebskontrolle sehr viel gespart werden kann, darüber dürfte heute wohl jedem Glashüttenmann ein Licht aufgegangen sein. Auch in dieser Richtung ist das Buch geeignet, nutzbringend zu wirken.

Von den übrigen, mehr die Techniker interessierenden Kapiteln, die mehr oder weniger eingehend und ihrer Bedeutung entsprechend bearbeitet worden sind, sei vor allem das letzte Kapitel: Maschinen zur Verarbeitung von Glas hervorgehoben. Dieses Kapitel gibt eine ausgezeichnete Übersicht über die verschiedenen maschinellen Methoden der Glasverarbeitung, insbesondere auch der rapiden Entwicklung in den letzten Jahren, die in Amerika auf diesem Gebiet vor sich gegangen ist, und gerade die für dieses Kapitel besonders wichtige illustrative Seite ist ausgezeichnet und ergiebig behandelt.

Es ist selbstverständlich, daß man im einzelnen hie und da noch besondere Wünsche haben kann, jedoch soll man bei einem solchen Werk, wie der Dralle, von Einzelheiten absehen und das Ganze betrachten, und da kann man nur sagen: Der neue Dralle ist gut und in vielem ein erheblicher Fortschritt gegenüber dem alten.

G. Gehlhoff.

Wolf, Franz, **Die schnellbewegten Elektronen.** (Sammlung Vieweg, Heft 81.) VI, 125 S., 26 Abb. i. T. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1925. Rm. 7,50.

Eine lebendige, das Wesentliche klar hervorhebende, dabei historisch-kritische Schilderung der experimentellen Methoden und Ergebnisse nebst den theoretischen Überlegungen und Folgerungen über die Eigenschaften der β-Teilchen. Im einzelnen wird besonders auf die Abhängigkeit der Elektronenmasse von der Geschwindigkeit, auf die Wechselwirkung zwischen Elektronen und Materie, auf die Geschwindigkeitsverteilung der β-Strahlen und ihre Deutung, sowie ihr Zusammenhang mit den γ-Strahlen eingegangen.

Der Radiologe und Atomdynamiker wird durch die Anlehnung des Verfassers an die — leider noch nicht allgemein bekannten — Gedankengänge Lenards manche wertvolle Anregung dem Büchlein entnehmen können. Den sonstigen Physiker werden besonders auch die weiter ausgreifenden Bezugnahmen auf die angeschnittenen grundlegenden Fragen interessieren, mit welchen die behandelten Gegenstände in Verknüpfung stehen.

R. Swinne.

Grubenmann, M., **Ix-Tafeln feuchter Luft und ihr Gebrauch bei der Erwärmung, Abkühlung, Befeuchtung, Entfeuchtung von Luft, bei Wasserrückkühlung und beim Trocknen.** 45 S., 45 Textabb., 3 Diagramme auf 2 Taf. Julius Springer, Berlin. 1926. Rm. 10,50.

Die Ix-Tafeln feuchter Luft (I = Wärmeinhalt, x die auf 1 kg trockene Luft entfallende Wasserdampfmenge) bilden den Ausbau einer Arbeit, die Prof. R. Mollier in der Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 1923, S. 869 veröffentlicht hat. Diesen sehr übersichtlichen Tafeln, auf denen sämtliche in der Praxis vorkommenden Zustandsänderungen feuchter Luft verfolgt werden können, ist eine 45 S. starke, sehr instruktive Erklärung der Entstehung und der Anwendungsmöglichkeit der Ix-Tafeln beigefügt. Zunächst werden die Grundgleichungen und die Grundanwendungsmöglichkeiten der Tafeln zusammengestellt, dann wird deren Anwendung auf spezielle Probleme gezeigt. Bei der Behandlung des Trockenprozesses ist nicht nur die Trocknung mit Luft, sondern auch die Trocknung mit Feuergasen dargestellt. Da der Wärmeinhalt der wasserdampffreien Feuergase nur wenig von dem der wasserfreien Luft abweicht, ist vom Verfasser das Ix-Diagramm für feuchte Luft bis 1500° C entworfen, so daß auch die Trocknung durch Feuergase diagrammatisch behandelt werden kann. Um diese Tafeln gut übersichtlich zu machen, hat der Verfasser das ganze Gebiet in drei Tafeln unterteilt.

Für den Ingenieur, der es in seinem Arbeitsgebiet mit feuchter Luft zu tun hat, werden diese Tafeln genau so wichtig sein, wie die Wasserdampfdiagramme für den Dampfmaschinenbauer.

K. Nesselmann.

Schmitt, N., **Aufgaben aus der technischen Mechanik.** II. Dynamik und Hydraulik. 2. Aufl. v. G. Wiegner. 96 S., 198 Aufgaben und Lösungen mit Abb. i. T. (Aus Natur- und Geisteswelt Nr. 559.) B. G. Teubner, Leipzig und Berlin. 1925. Geb. Rm. 1,80.

Das vorliegende Bändchen enthält etwa 200 Aufgaben und Lösungen aus den Gebieten Dynamik und Hydraulik und bildet einen guten Ersatz für die umfangreichen Aufgabensammlungen, die mehr für den Fachmann bestimmt sind. Daß ein Bedarf für derartige Sammlungen vorliegt, beweist das Vorhandensein der zweiten Auflage.

Die Aufgaben selbst sind im allgemeinen geschickt zusammengestellt; die Skizzen sind klar und die Lösungen ausführlich gehalten.

M. Schaack.

Scott-Taggart, I., **Die Vakuumröhren und ihre Schaltungen für den Radioamateur.** (Deutsche Bearb. von S. Loewe u. E. Nesper.) 180 + VII S., 136 Abb. i. T. J. Springer, Berlin. 1925. Geb. Rm. 13,50.

Das vorliegende Buch wird jeder Funkliebhaber mit Freude begrüßen, der bestrebt ist, sich mit der Eigenart der Vakuumröhren und ihrer Schaltungen vertraut zu machen. Als bekannt vorausgesetzt werden nur die gebräuchlichen Begriffe der drahtlosen Telegraphie und Telephonie wie Kapazität, Selbstinduktion, Hoch-, Niederfrequenz. An Hand bestimmter Schaltungen — unter Vermeidung der mathematischen Formelsprache — wird der Leser in die Wirkungsweise der gebräuchlichen Röhrenempfangs- und Sendekreise eingeführt und erlangt schließlich eine solche Vertrautheit mit ihnen, daß auch die ver-

wickelsten Ultra-, Super- u. a. Schaltungen seinem Verständnis erschlossen sind. Von Abschnitt zu Abschnitt steigern sich die Schwierigkeiten der Schaltungen und Überlegungen ganz allmählich. Nach einleitenden Betrachtungen über das Ventil wird zunächst die Eingitterröhre besprochen und die prinzipiellen Schaltungen (Hochfrequenzverstärkung, Gleichrichtung, Niederfrequenzverstärkung). Es folgt der mehrstufige Verstärker, dann die Prinzipien der Rückkoppelungsverstärkung und Schwingungserregung, der Rückkoppelungsempfang, der Schwebungsempfänger, der Röhrensender, die Radiotelephonie mit Röhren, ein Abschnitt über besondere Röhrenschaltungen (Negatron, Magnetron, Dynatron, Superregenerativschaltungen). Den Schluß bilden einige praktische Winke für den Experimentator. Am Schluß eines jeden Abschnittes werden eine Anzahl Fragen gestellt, durch deren Beantwortung sich der Leser davon überzeugen kann, ob er den Inhalt des Abschnittes voll erfaßt hat. Ausstattung und Übersetzung sind ausgezeichnet. Die — allerdings nicht ganz mühelose — Lektüre des Buches kann jedem Funkfreund nur empfohlen werden.

A. Gehrts.

Bolte, Fr. und H. Meldau, **Elektrizität und Funkentelegraphie.** Sonderabdruck aus Physik für Seefahrer mit besonderer Berücksichtigung der Funkentelegraphie. 132 S., 159 Abb. Verlag von Fr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1925. Geh. Rm. 6,—.

Diese kurze Einführung in die Elektrizitätslehre, geeignet zum Selbststudium und Unterricht an Seefahrtschulen, beschränkt sich auf die den nautischen Schiffsoffizier interessierenden Punkte der Elektrizität. Leider werden in der Hauptsache Abbildungen veralteter Apparate und Instrumente verwendet, die rein äußerlich den Zusammenhang zwischen Physik und täglichem Leben nicht so hervortreten lassen, wie es gerade für vorliegenden Zweck erforderlich ist. Dem kann aber in Zukunft leicht z. B. durch schematische Zeichnungen Rechnung getragen werden. Die Darstellung selbst ist sehr flüssig und leicht faßlich. Der Inhalt gliedert sich in Elektrostatik und Elektrodynamik. Dann wird auf die physikalischen Grundlagen der Elektrotechnik eingegangen. Der umfangreichste Abschnitt gibt einen Überblick über die drahtlose Telegraphie. Das Fehlen einer Disposition über die Stoffverteilung wird durch ein gutes Sachwörterverzeichnis wettgemacht, so daß die Zusammenstellung auch als Nachschlagebuch den genannten Kreisen sehr empfohlen werden kann. E. Lübcke.

Pollak, L. W., **Rechentafeln zur harmonischen Analyse.** 4°. 23 S., 5 Tab., 158 Rechentaf. J. A. Barth, Leipzig. 1926. Geb. Rm. 30,—.

Das Tabellenwerk soll die Aufgabe erfüllen, die harmonische Analyse empirischer Funktionen auch von sachlich nicht Gebildeten ausführbar zu machen und vor allem dabei die Rechnung möglichst weitgehend abzukürzen und zu schematisieren.

Bei n-Ordinaten u_0, u_1, u_i, u_{n-1} im Abstande $\frac{2\pi}{n} = x$ lauten die Koeffizienten des k-ten Gliedes

$$p_k = \frac{2}{n} \sum_{i=0}^{n-1} u_i \cos k i x,$$

$$q_k = \frac{2}{n} \sum_{i=0}^{n-1} u_i \sin k i x.$$

Der erste Teil des Werkes gibt nun in 38 Tafeln für die Teilungen von $n = 3$ bis 40 die Faktoren der u_i und ein Schema zur Auffindung der zugehörigen Multiplikationstafeln, und zwar unmittelbar für das erste Glied und bei Einhaltung einer einfachen Ableseregel auch für die höheren Glieder.

Den zweiten Teil des Werkes bilden 120 Multiplikationstafeln. Jede Tafel enthält die ersten 1000 Vielfachen der cos und sin der sich aus Teil I ergebenden Winkel zwischen 0° und 90°.

Die Rechenarbeit wird damit in den allermeisten Fällen für jeden Koeffizienten im wesentlichen auf die Addition von n abgelesenen Produkten beschränkt.

Den beiden Tabellenteilen gehen einleitende Bemerkungen über Berechnung und Einrichtung der Tafeln, sowie eine Gebrauchsanweisung nebst Beispielen voraus.

Für den Gebrauch in der Technik scheint die freie Wahl der Periodenteilung in den Grenzen 3 bis 40 vorteilhaft zu sein, die bei den Schablonenmethoden (Hermann, Zipperer z. B.) nicht gegeben ist. Sie ermöglicht einmal, die Analysen von Fall zu Fall mit dem geringsten Zeitaufwand durchzuführen. Andererseits läßt sie eine höhere Genauigkeit erreichen, als dies mit mechanischen Analysatoren (Mader) in vielen Fällen möglich ist, wenngleich in der Technik hier die Anforderungen lange nicht so hoch sind wie anderwärts. Soweit sich das übersehen läßt, scheinen im übrigen die für den Gebrauch in Betracht kommenden Fehlermöglichkeiten geringer zu sein, als vielfach bei Schablonenmethoden. Immerhin könnte hier vielleicht eine etwas andere Anordnung der Tafeln I, indem diese weniger auf das erste Glied zugeschnitten werden, noch weiter helfen.

Jedenfalls wird auch der Techniker das Zustandekommen dieses Werkes dankbar begrüßen und es — am bequemsten in Verbindung mit einer Addiermaschine — namentlich dort mit großem Vorteil verwenden, wo sehr viele verschiedenartige Kurven zu analysieren sind.

Das schöne Gefühl, daß das Werk in weitesten Kreisen von Wissenschaft und Technik großen Nutzen stiften wird, kann dem Verfasser und seinen Helfern eine kleine Entschädigung für die verrichtete gewaltige Arbeit sein.

C. A. Hartmann.

Maass, E., **Korrosion und Rostschutz.** Beuth-Heft 6. 35 S., 1 Tab. Beuth-Verlag, Berlin. 1925.

Dieses auf Anregung des AWF bearbeitete Heft bietet eine für die Praxis der Metallindustrie bestimmte, sachgemäße bequeme Übersicht der verschiedenen Rostschutzmittel und ihrer Anwendungsart. Besonders ausführlich wird auf die metallischen Überzüge eingegangen (Verzinkung, Verbleiung, Verzinnung), außerdem noch auf die chemische Veränderung der Oberfläche und auf die nichtmetallischen Überzüge usw. R. Swinne.

Jüptner, H. v., **Gas, Dampf und Flüssigkeit.** (Erweit. Sonderdruck aus „Feuerungstechnik".) 61 S., 7 Abb. und 34 Tab. i. T. Otto Spamer, Leipzig. 1925. Rm. 5.—.

Für Kohlensäure, Äthylen, Wasserstoff und Sauerstoff vergleicht der Verfasser die gemessenen Volumina mit denen, die Stoffe nach der Gasgleichung $p \cdot v = R \cdot T$ haben sollten. Ebenso stellt er die Produkte $p \cdot v$ nach der Gasgleichung mit den beobachteten Werten teils in Tabellen, teils in Schaubildern zusammen. Es ergibt sich die interessante Tatsache, daß bei einer gewissen oberhalb der kritischen liegenden Temperatur, bei Wasserstoff etwa — 180° C, die Stoffe dem Gasgesetz auch bei sehr hohen Drucken folgen; bei weiterer Erhöhung der Temperatur ergeben sich dann wieder Abweichungen vom Gasgesetz und erst bei sehr hohen Temperaturen verhalten sich die Stoffe wie ideale Gase. Diese Abweichung vom Gasgesetz schreibt der Verfasser nicht nur den Anziehungskräften der Moleküle zu, die in der van der Waalsschen Gleichung berücksichtigt sind, sondern auch der Entstehung von Flüssigkeitskeimen in Dampf bzw. von Dampfkeimen in der Flüssigkeit auch außerhalb des Gebietes, das durch die sogenannten Grenzkurven umschlossen ist. Die für das Kondensationsgebiet charakteristischen Maxima der Abweichung der gemessenen und der nach dem Gasgesetz berechneten $p\,v$-Werte pflanzen sich, allerdings immer schwächer werdend, noch in ein Gebiet oberhalb der kritischen Temperatur fort. Zur weiteren

Stützung dieser Annahme werden noch gewisse Eigenschaften des Kovolumens und des Kompressionskoeffizienten herangezogen. Um sämtliche Erscheinungen bei der Kompression von Gasen und Dämpfen zu umfassen, würden nach dem Verfasser folgende vier Gleichungen nötig sein: eine Gleichung für den Gaszustand, eine Gleichung für den flüssigen Zustand, eine Gleichung, die das Auftreten der Flüssigkeits-, bzw. Dampfkeime berücksichtigt und eine Gleichung für die Begrenzungskurve des Verflüssigungsgebietes. K. Nesselmann.

Mitteilungen aus dem Kaiser Wilhelm-Institut für Eisenforschung zu Düsseldorf. Herausgegeben von Friedrich Körber. 10 Lieferungen. Verlag Stahleisen m. b. H., Düsseldorf. 1925.

In Abhandlung 50 (S. 1—15) untersucht Peter Bardenheuer die Flocken im Nickelchromstahl. Er kommt zu dem Schluß, daß die Flocken auf der Bruchfläche die Spaltflächen von Haarrissen sind, mit einem von der Umgebung abweichenden Bruchkorn. Die Ursache der Haarrisse sind Kristallseigerungen. Die Rißbildung erfolgt wahrscheinlich bei der Abkühlung im Ar_3-Punkt. Es werden die Ursachen für die Kristallseigerung aufgedeckt und daraus Schlüsse zur Vermeidung des Fehlers gezogen.

In Abhandlung 51 (S. 17—23) behandeln Walter Luyken und Ernst Bierbrauer rechnerische und graphische Verfahren, mit deren Hilfe sich Aufbereitungsvorgänge in eindeutiger Form zahlenmäßig darstellen lassen, während der erstgenannte Verf. in Abhandlung 52 (S. 25—41) die Ergebnisse seiner Versuche über die Aufbereitung der Erze des Salzgitterer Höhenzuges mitteilt.

Abhandlung 53 (S. 43—57) von Friedrich Körber und Anton Pomp betitelt sich: Einfluß der Vorbehandlung auf die mechanischen Eigenschaften von Kohlenstoff und legiertem Stahl, insbesondere die Kerbzähigkeit in der Kälte und Wärme. Die Untersuchung dieser Eigenschaft bei verschiedenen Stählen von -190 bis $+500^{0}$ lehrt, daß der Höchstwert der Kerbzähigkeit und die Temperatur, bei der er auftritt, in hohem Maße von der chemischen Zusammensetzung des Werkstoffs und seiner Vorbehandlung abhängen.

Die Arbeit von Franz Wever und Paul Giani über das System Eisen–Silizium (Abhandlung 54, S. 59—68) bestätigt, daß die Gamma-Phase in dem System Fe–Si durch einen kontinuierlichen Linienzug ohne Tripelpunkt abgegrenzt wird, und daß somit die Alpha- und die Delta-Phase des Eisens identisch sind. Dasselbe Verhalten wurde auch durch die Untersuchungen von Franz Wever und Walter Reinecken über das binäre System Eisen–Zinn bestätigt (Abhandlung 55, S. 69—79).

Friedrich Körber und Hans Arnold v. Storp (Über den Kraftverlauf bei der Schlagprüfung, Abhandlung 56, S. 81—97) haben eine Vorrichtung zur vergrößerten Aufzeichnung von Wegzeitkurven eines Pendelhammers bei Schlagzug- und Schlagbiegeversuchen entworfen, aus denen durch zweimalige Differentiation die Kraftformänderungskurven für vier Stahlsorten ermittelt und vergleichen die so erhaltenen Ergebnisse bei den dynamischen Prüfungen mit den bei statischen Versuchen beobachteten.

Die Abhandlung 57 (S. 99—104) von Herm. Schmidt und Hans Schweinitz bringt eine Reihe von Fluchtlinientafeln für das Stefan-Boltzmannsche Gesetz, die Holborn-Henningsche spektralpyrometrische Grundformel, das Wiensche Gesetz für die spektrale Intensitätsverteilung und zur Ermittlung der Intensitätswerte nach Planck in den Gebieten $\lambda \cdot T$ jenseits des Gültigkeitsbereiches des Wienschen Gesetzes.

Die Untersuchungen von Anton Pomp über den Einfluß des Siliziums auf die Festigkeitseigenschaften des Flußeisens bei erhöhter Temperatur (Abhandlung 58, S. 105 bis 112) führten zu dem praktisch bemerkenswerten Ergebnis, daß es, infolge Zunahme der Dehnung und Einschnürung und namentlich der Kerbzähigkeit mit steigender Temperatur, durch geringe Erhöhung der Arbeitstemperaturen leicht möglich ist, auch höher Si-haltige Fe–Si-Legierungen in einen für die Verformung günstigen Zustand zu bringen.

In Abhandlung 59 (S. 113—177) geben Erich Siebel und Friedrich Körber einen ersten Bericht über ihre Versuche über die Anstrengung und die Formänderung gewölbter Kesselböden mit und ohne Mannloch bei der Beanspruchung durch inneren Druck, wobei nach einem besonderen Verfahren die Spannungsverteilung, die Formänderungen und die Fließlinienbildung ermittelt sind.

G. Berndt.

Ollendorff, Franz, **Die Grundlagen der Hochfrequenztechnik.** Eine Einführung in die Theorie. XVI, 639 S., 379 Abb. i. T., 3 Taf. Julius Springer, Berlin. 1926. Geb. Rm. 36,—.

Im Gegensatz zu den bekannten, in ihrer Art vorzüglichen Lehrbüchern über Hochfrequenztechnik, die sich alle entweder mit der rein technischen Seite, d. h. insbesondere mit der konstruktiven Durchbildung der Apparate für drahtlose Telegraphie und Telephonie oder ausschließlich mit der Technik der Messung befassen, ist es dem Verfasser im vorliegenden Werke in sehr vollendeter Weise gelungen, die in vielen Zeitschriften zerstreuten, abgegrenzten, physikalisch exakten Arbeiten systematisch zu einem Lehrbuch zusammenzufügen und dabei geschickt zu ergänzen. Das Lehrbuch bezweckt demnach, den Leser mit den rein physikalischen Gesichtspunkten und Grundlagen des Gebietes vertraut zu machen. Der Verfasser bedient sich dazu in ergiebigem Maße der exakten Methoden der theoretischen Physik, versteht es jedoch, die zum Verständnis notwendigen Kenntnisse der höheren Mathematik auf den Rahmen des Hochschulunterrichtes zu beschränken.

Alle Entwicklungen sind auf den Maxwellschen Feldgleichungen einerseits und auf der Lorenzschen Elektronentheorie andererseits aufgebaut. Es wird dabei vorausgesetzt, daß der Leser mit dem Umfang und der Zulässigkeit der Vernachlässigungen und Vereinfachungen, die der Elektrotechniker bei der Anwendung der erwähnten Theorien einzuführen pflegt, vertraut ist.

Das Buch besitzt die folgende Gliederung: 1. Einleitung, 2. konzentrierte Felder, 3. Raumfelder und umfaßt im ganzen 624 Druckseiten. In der Einleitung wird über die Begriffe und Aufgaben der Hochfrequenztechnik und über die Richtlinien und Grundlagen der Hochfrequenzphysik ein Bild gegeben. Im Abschnitt über konzentrierte Felder, der nahezu 400 Seiten beansprucht, werden die Eigenschaften der Elemente von Hochfrequenzkreisen (Kondensatoren, Spulen, Widerstände usw.), ferner die Elektronen- und Ionenströmung (Röhren usw.), die Schwingungserzeugung und die Schwingungsgleichrichtung äußerst gründlich behandelt. Der 3. Abschnitt von ungefähr 250 Seiten beginnt mit einem ersten kleineren Teil über gekoppelte Schwingungskreise. Der zweite größere Teil enthält eine ausführliche Behandlung des Strahlungsproblemes und zwar sowohl der leitungsgerichteten, als auch der räumlichen Strahlung.

Jedem physikalisch eingestellten Ingenieur oder Techniker, dem es wünschenswert ist, auf exakten Wegen in das Gebiet der Hochfrequenztechnik vorzudringen, ist das Studium des Ollendorffschen Lehrbuches unbedingt zu empfehlen.

Eine weitgehende Anerkennung muß dem Verlage Springer zukommen, der das Werk äußerst sorgfältig ausgestattet hat. Fritz Fischer.

Friedel, W., **Elektrisches Fernsehen, Fernkinematographie und Bildfernübertragung.** (Band II der Sammlung „Die Hochfrequenztechnik", herausg. von C. Lübben.) XIV, 174 S., 153 Abb. H. Meusser, Berlin. 1925. Geb. Rm. 8,—.

Die technischen Mittel werden besprochen, die zur Lösung der verschiedenen mit der Bildübertragung verbundenen Probleme vorgeschlagen worden sind: die Abtastvorrichtungen, die Apparate zur Umsetzung von Hellig-

keitswerten in Stromwerte, die Methoden zur Rückverwandlung der Stromschwankungen in Helligkeitsschwankungen und die Vorrichtungen zum Synchronisieren.

Es ist in kleinem Umfang wohl alles enthalten, was an Erfindungsgedanken aufgetaucht ist, wozu dem Verfasser seine Kenntnis der Patentliteratur sehr zu statten kam. Leider fehlt jeder Literaturnachweis, meistens sogar die Namen der Erfinder. Etwas stiefmütterlich wird übrigens die Optik behandelt, die hierher gehörenden Zeichnungen, wie auch der Text, enthalten zahlreiche Ungenauigkeiten. Trotz dieser Beanstandungen gibt das Buch eine Übersicht über das gesamte, weitverzweigte Gebiet der Bildtelegraphie und — bei genügender Kritik des Lesers — auch mancherlei Anregung. F. Tuczek.

Würschmidt, J., **Theorie des Entmagnetisierungsfaktors und der Scherung von Magnetisierungskurven.** „Sammlung Vieweg“, Bd. 78, VI, 118 S., 31 Abb. i. T. Braunschweig. 1925. Rm. 6,—.

Für den Eisenwerker wie den Elektrotechniker ist es von großer Wichtigkeit, nicht nur die magnetischen Eigenschaften eines Materials, das er auf den Markt bringen oder verarbeiten will, nach Remanenz und Koerzitivkraft zu kennen, sondern er hat sich bei der Wahl des Materials auch die Frage vorzulegen: welche „Leistung“ kann ich aus einem gegebenen Material bei der und der Form des Stückes herausholen, oder welche Form muß ich dem ausgewählten Stück geben, um die und die Arbeit damit leisten zu können. Beide Fragen sind eng miteinander durch die von der Form des Stückes abhängige Entmagnetisierung verbunden.

J. Würschmidt gibt im vorliegenden Bändchen eine übersichtliche Darstellung des Verlaufes der magnetischen Kraftlinien im Innern und außerhalb eines Magneten für Zylinder, Kreisring und Ellipsoid und bespricht anschließend die Messungen von Mann, Benedicks, Shuddemagen und seine eigenen zur Bestimmung des Entmagnetisierungsfaktors in Abhängigkeit von Dimensionsverhältnis und der Feldstärke. Die Unterschiede der Scherung bei ballistischen und magnetometrischen Meßmethoden werden kritisch hervorgehoben sowie die einschlägigen Arbeiten von Lamb, Holborn und Gumlich besprochen. Das Büchlein, das reich an wertvollem Zahlenmaterial ist, ist mathematisch sehr ausführlich geschrieben; eine umfangreiche Integraltafel am Schluß des Bändchens ermöglicht auch demjenigen, der der Lektüre theoretischer Arbeiten entfremdet ist, die mathematischen Arbeiten mit eigener Kritik nachzuprüfen. O. v. Auwers, Berlin.

Scheel, K. und H. Ebert, **Fern-Thermometer.** 2. Aufl. 88 S., 47 Abb. i. T. C. Marhold, Halle a. d. S. 1925. Geh. Rm. 4,—.

In dem vorliegenden Büchlein, das nunmehr in zweiter Auflage erschienen ist, wird der Begriff der Fernanzeige weiter gefaßt als sonst in der Praxis üblich und enthält auch alle diejenigen Vorrichtungen, die zur Fernmeldung einer bestimmten oder einer nur beschränkten Anzahl von Temperaturen dienen; die Verfasser unterteilen den bearbeiteten Stoff in die Quecksilberthermometer, die elektrischen Thermometer und die Thermometer mit besonderem Füllmaterial und geben in gedrängter Form eine Übersicht über die gebräuchlichen Ausführungen, wobei auch den in Patentschriften niedergelegten Vorschlägen und Entwürfen Rechnung getragen wird. U. Retzow.

Martens, F. F., **Hochfrequenztechnik.** 176 S., 153 Abb. Fr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1925. Kart. Rm. 6,—.

Aus den „Physikalischen Grundlagen der Elektrotechnik“, die in Kürze in zweiter Auflage als „Elektrizitätslehre“ erscheinen werden, hat der Verfasser die beiden Abschnitte: Elektromagnetische Schwingungen und elektromagnetische Strahlung in diesem Sonderdruck herausgegriffen. Trotz der Fülle an Radioliteratur ist dies Unterfangen voll gerechtfertigt. Denn der Inhalt ist physikalisch-wissenschaftlich angefaßt, und vernachlässigt die Gleichungen zur quantitativen Erfassung und Beherrschung der Materie nicht. Die Formelsprache und auch einige Ausdrücke des Verfassers zeigen jedoch manche von dem Gebräuchlichen abweichenden Sonderheiten, die das Eindringen zuerst erschweren. Auch in die Abbildungen muß man sich erst hineinlesen. Sind diese Hemmungen aber überwunden, wird man durch den Genuß belohnt, daß man die gesamten physikalischen Gesichtspunkte der Hochfrequenz durch Herausarbeiten des prinzipiell Wichtigen kennen lernt. Auf die technische Ausführung der Apparate im einzelnen konnte bei dem Umfang des Buches nicht eingegangen werden. Das ist aber auch kein Nachteil, denn Bücher darüber liegen in großer Zahl vor. E. Lübcke.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen“ zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin W. 9, Linkstraße 33/34, 2 Treppen rechts. Telephon Lützow 2210.

Die Bürostunden sind: Montag bis Freitag von 9—4 Uhr, Sonnabends von 9—1 Uhr.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Prof. Aigner, Wien:
Herr Georg Bruck, Wien VII, Kaiserstraße 18.

Seitens des Herrn Dr. Jo. Engl, Berlin-Grunewald:
Herr Patentanwalt Dipl.-Ing. M. Singelmann, Berlin, Königgrätzerstraße 100.

Seitens des Herrn Prof. G. Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:
Herr Hermann von Glinski, Chemnitz, Emilienstr. 50.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Dr. W. Buchloh, Würzburg, Ludwigstraße 23 $\frac{1}{2}$, jetzt Düsseldorf, Leopoldstraß 2.

Herr Patentanwalt Paul Cario, Berlin NW., Cuxhavenerstraße 13, jetzt Berlin-Grunewald, Cunostraße 64.

Herr Dr. Wilhelm Herz, Bochum V, Hernerstraße 72, jetzt Bochum, Luxemburgerstraße 23.

Herr Dr. Fr. Lange, Berlin-Wittenau, Robertstraße, jetzt Kiel, Eichendorffstraße 24.

Herr Dipl.-Ing. Richard Swinne, Berlin-Wannsee, Lohengrinstraße 28, jetzt Berlin-Steglitz 1, Wuthenowstraße 13.

Der 1. Vorsitzende: Prof. Dr. G. Gehlhoff.

Redaktionsschluß am 11. September 1926. Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.



Zeitschrift für technische Physik

1926 | Siebenter Jahrgang | Nr. 10

INHALT:

Ernst Lecher zum Gedächtnis.

Mit Hofrat Dr. Ernst Lecher, o. ö. Prof. an der Wiener Universität, der am 22. Juli 1926 zu Grabe getragen wurde, ist uns einer jener großen Männer entrissen worden, die im Auslande besser bekannt waren, als bei uns. Seine zahlreichen Arbeiten betreffen fast alle Gebiete der Physik, doch kehrte er immer wieder zur Erforschung der elektrischen Erscheinungen zurück, die seit jeher sein stärkstes Interesse in Anspruch nahmen.

Er war im Jahre 1856 als Sohn eines Journalisten in Wien geboren. Sein Vater Zacharias Lecher stand als Redakteur der Presse im Mittelpunkte des geistigen Lebens in Wien und gewiß hat der Knabe im Elternhause nachhaltige Anregungen bekommen. Nach Absolvierung des akademischen Gymnasiums stand sein Entschluß fest, sich seiner Lieblingswissenschaft der Physik ganz zu widmen.

Seine ersten Arbeiten experimenteller Natur machte er noch als Student in den Jahren 1877 bis 1880. Sie beziehen sich auf verschiedene Gebiete der Wärmelehre. Eine umfangreiche Untersuchung „Über Ausstrahlung und Absorption", die in den Annalen der Physik **17** (1882), S. 447 ff. abgedruckt ist, brachte das Jahr 1882. Es ist von großem historischen Interesse, in der Beschreibung dieser Arbeit nachzulesen, wie Lecher die erste elektrische Glühlampe in Wien herstellte. Er hielt sich dabei an die Angaben von Edison.

Im Jahre 1884 habilitierte er sich als Privatdozent der Universität in Wien. Seine Arbeitsstätte war das Physikalische Institut in der Türkenstraße, das vom Hofrat Lang geleitet wurde, dessen Assistent er war. Im Jahre 1887 befaßte er sich mit dem Problem der Edlundschen Disjunktionsströme und mit der Frage, ob eine elektrisierte Flüssigkeitsfläche beim Verdampfen Elektrizität mitführe oder nicht. Seine Untersuchungen über den elektrischen Funken und andere Entladungsvorgänge aus dem Jahre 1888 zeigen, daß er sich immer mehr dem Gebiete der elektrischen Schwingungen näherte. Hier glückte ihm auch sein größter Wurf, jene Versuchsanordnung, die seinen Namen am meisten bekannt gemacht hat, die „Lecherschen Drähte".

Unter dem bescheidenen Titel „Eine Studie über elektrische Resonanzerscheinungen" erschien diese Arbeit 1890 in den Sitzungsberichten der Akademie der Wissenschaften in Wien, nachdem bereits im Herbst 1889 Lecher seinen Versuch am Naturforschertag in Hamburg den staunenden Physikern Deutschlands vorgeführt hatte. Es war dies das erstemal, daß die von Heinrich Hertz entdeckten Radiowellen exakt gemessen wurden, sowohl hinsichtlich ihrer Länge, als auch ihrer Frequenz. Heinrich Hertz umarmte den Redner nach der Vorführung mit Worten des Dankes.

Durch diese Anordnung wurde Lecher zum Vater der Radiomeßtechnik und es ist nur zu bedauern, daß er seinen reichen Einfällen folgend, sich bald anderen Gebieten der Physik zuwendete, sonst hätte er folgerichtig die Leistungen Marconis, Brauns, Poulsens usw. vorwegnehmen müssen. Bis vor ganz kurzem war übrigens die Lechersche Methode die einzige zur absoluten Eichung von Wellenmessern und wurde z. B. bis vor drei Jahren von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Charlottenburg angewendet.

Aber auch viele andere Arbeiten Lechers sind von Einfluß für die Entwicklung der Wissenschaft gewesen, wenn dies auch nicht immer so klar zutage tritt. Vieles ist rasch wissenschaftliches Gemeingut geworden, nach dessen Ursprung man nicht viel fragt.

Hierher gehören z. B. seine Studien über unipolare Induktion aus den Jahren 1894 und 1895 (Annalen der Physik **54** (1895), S. 276) durch die er ungemein aufklärend wirkte. Damals stand der



Faradaysche Kraftlinienbegriff noch gänzlich unverarbeitet gewissermaßen als Kuriosum in der Physik, die vom Begriffe der Magnetpole und der Potentialtheorie beherrscht war. Es gelang Lecher nachzuweisen, daß der so viel zitierte Pohlsche Fundamentalversuch auf einem theoretischen und experimentellen Trugschluß beruhe und daß das sonst ganz unübersichtliche Gebiet durch Einführung des Kraftlinienbegriffes mit einem Male plastisch und begreiflich wurde.

Das Jahr 1895 brachte eine Untersuchung über das magnetische Kraftfeld einer von elektrischen Schwingungen umflossenen Spule, eine Arbeit, die durch die moderne Radiobewegung jetzt wieder aktuell geworden ist und nachzuschlagen zu werden verdient.

Lecher befaßte sich auch mit der Frage der elektrischen Doppelschichten und Oberflächenerscheinungen. Die Gleichrichterwirkung von Aluminiumanoden in Alaunlösung behandelte er in den Sitzungsberichten der Akademie der Wissenschaften in Wien 1898. Zu dieser Zeit lehrte Lecher in Innsbruck als außerordentlicher Professor der dortigen Universität, von wo er im Jahre 1899 eine Berufung nach Prag erhielt und annahm.

Schon damals hatte er einen weit über die Grenzen Österreichs hinausgehenden Ruf, nicht nur als experimenteller Forscher, sondern auch als glänzender Pädagoge. Er wußte zu fesseln, wie kein zweiter. Sein Ziel war die Kenntnis der tieferen Zusammenhänge, die experimentelle Fragestellung war ihm das Mittel zu diesem Zweck. Seine Vorlesung war stets überfüllt, die Studenten empfingen ihn — wohl ein Unikum in der Geschichte der Hochschulen — in jeder Vorlesung mit langanhaltendem Applaus. Ab und zu hielt er einen Erkenntnis-theoretischen Vortrag über die physikalische Weltanschauung, die er sich gebildet hatte, auch vor seinen Kollegen von anderen Forschungsdisziplinen. Leider wurden nur wenige dieser Vorträge gedruckt. Es waren lebendig sprudelnde Quellen und tiefe Bekenntnisse. So hielt er im Jahre 1900 einen Vortrag „An den Grenzen unseres Erkennens", 1903 einen „Über Elektronen", 1907 „Mechanische oder elektrische Naturauffassung" im Wissenschaftlichen Verein in Berlin und vor anderen glänzenden Körperschaften

Es ist sehr interessant, daß gerade durch die allerneueste Forschung auf dem Radiogebiete zwei Arbeiten von Lecher wieder aktuell geworden sind. Es sind die „Schirmwirkung der Gase gegen elektrische Schwingungen" aus den Verhandlungen der deutschen physikalischen Gesellschaft von 1902, sowie „Über künstliche Elektrisierung der Erdkugel" in der Physikalischen Zeitschrift, 3. Jahrgang Nr. 13, S. 273 und 4. Jahrgang Nr. 11, S. 320. Die erste Arbeit ist von Bedeutung für die Erklärung der Wellenreflexion in den höchsten Schichten der Atmosphäre, die beiden anderen für die Ausbreitung der Wellen auf großen Distanzen. Lecher spricht darin die Meinung aus, die kürzlich von Alexander Meissner bestätigt wurde, daß man zwischen der Radioausbreitung durch reine Strahlung und durch Oberflächenwellen unterscheiden müsse. Diese Ansicht stimmt mit den Ergebnissen der interkontinentalen Kurzwellentelegraphie überein.

In der Boltzmann-Festschrift 1904 befaßte sich Lecher mit einem elektrischen Aberrationsversuch, der zeigt, wie sehr er in betreff der Relativitätstheorie seiner Zeit vorauseilte.

Seit dem Jahre 1903 beschäftigte er sich intensiv mit Elektronentheorie und Thermoelektrizität, ein Gebiet, auf dem ihm eine Reihe interessanter experimenteller Feststellungen gelangen. Besonders sorgfältig waren seine Arbeiten über den Thomson-Effekt im Jahre 1905.

Mitten aus diesen Untersuchungen riß ihn im Jahre 1909 die Berufung an das erste Physikalische Institut der Universität Wien als Nachfolger seines früheren Lehrers, Hofrat Lang. Kaum in Wien angekommen, setzte er seine volle Energie für die Errichtung eines neuen der Forschung würdigen Heimes für die Physik ein. Es gelang ihm den damaligen Unterrichtsminister, Dr. Stürgk, von der Wichtigkeit dieser Reform zu überzeugen und in ihm einen begeisterten Mitarbeiter zu gewinnen. Das Projektieren, Einrichten des neuen Gebäudes beanspruchte drei Jahre angestrengter Tätigkeit, aber auch schaffensfroher Erfolge, die mir unvergeßlich sein werden, denn ich hatte damals das Glück, als Assistent an Seite Lechers das Entstehen des neuen Institutes mitzumachen. Die erste Vorlesung im neuen Hause fand im Jahre 1912 statt. Im Herbste dieses Jahres versammelte sich der deutsche Naturforschertag in Wien. Lecher und die übrigen Wiener Physiker hatten die große Genugtuung, daß die neuen Einrichtungen von den wissenschaftlichen Heroen Deutschlands voll gewürdigt wurden.

Nun ist Lecher uns genommen, aber zwei Denkmäler werden ihn auch unseren Enkeln unvergeßlich machen: Das seiner energischen Intervention zu verdankende und von ihm erdachte neue physikalische Institut in der Boltzmanngasse in Wien und die „Lecherschen Drähte".

Wien, den 30. Juli 1926.

R. Ettenreich.

Originalmitteilungen.

Verfahren zur Messung der Wärmeleitzahl fester Stoffe in Plattenform.

Von Max Jakob.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Inhalt: Es wird ein Verfahren zur Messung der Wärmeleitzahl kleiner, schlecht leitender Platten beschrieben, bei dem die Wärmeverluste durch Hilfsheizkörper äußerst verringert sind. Das Verfahren ist für Temperaturen bis über 100° geeignet.

1. Eigentümlichkeit der Methode gegenüber einer früher beschriebenen.

Vor einigen Jahren habe ich ein Verfahren beschrieben[1]), bei dem die in einem elektrischen Heizkörper erzeugte Wärme von oben nach unten durch eine dünne Platte aus dem zu untersuchenden Material strömte und die Wärmeverluste durch Überstülpen eines Vakuummantelgefäßes sehr verringert und der Messung und Berechnung zugänglich gemacht wurden. Nach dieser Methode habe ich mittlerweile auf Antrag aus der Industrie gemeinsam mit Herrn Dipl.-Ing. Erk die Wärmeleitzahl vieler keramischer Massen bei etwa 20° gemessen.

Das Verfahren hat den Nachteil, daß man für das Vakuummantelgefäß im Fall eines Bruches nur schwer ein passendes Ersatzgefäß beschaffen kann und daß bei höheren Temperaturen die Wärmeverluste, besonders durch Zunahme der Ausstrahlung beträchtlich werden. Sie betrugen z. B. bei der Bestimmung der Wärmeleitzahl von Wasser[2]) bei 73° bereits 10% der gesamten Wärmeleistung.

Ich habe daher in der Folge zur Messung der Wärmeleitzahl schlecht leitender Platten einen neuen Apparat konstruiert[3]), bei dem das Vakuummantelgefäß durch zwei elektrische Hilfsheizkörper ersetzt wurde. Da durch diese die Wärmeverluste — auch bei höherer Temperatur — äußerst gering gehalten werden konnten, war es möglich, mit noch etwas kleineren Versuchsplatten als bei der früheren Anordnung auszukommen.

Der Apparat wurde in der Reichsanstalt von dem Techniker Herrn Diemke hergestellt, der mich auch bei den Messungen und Zahlenrechnungen unterstützte.

2. Versuchsprinzip und allgemeine Anordnung.

Wie bei der früher beschriebenen Anordnung erfolgt die Messung bei stationärer Wärmeströmung auf Grund der Beziehung

$$W = \lambda \cdot F \cdot \frac{\vartheta_I - \vartheta_{II}}{l} + V. \qquad (1)$$

Dabei bedeutet W die in einem Hauptheizkörper erzeugte Wärmeleistung, F die Fläche und l die Dicke der Versuchsplatte, ϑ_I die Temperatur an ihrer oberen Fläche, ϑ_{II} die an ihrer unteren Fläche, V den Wärmeverlust und λ die gesuchte Wärmeleitzahl.

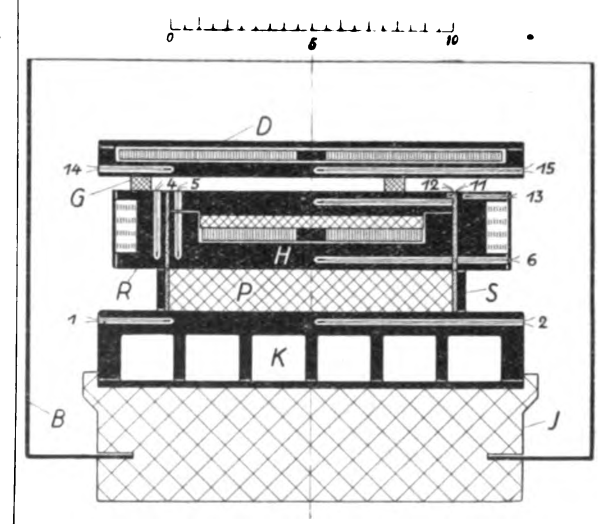


Abb. 1. Versuchsapparat.

Die Versuchsanordnung ist in Abb. 1 im Schnitt maßstäblich dargestellt. H ist der Hauptheizkörper, P die Versuchsplatte, K ein von Kühlwasser durchströmter Hohlkörper. Wärmeverluste des Hauptheizkörpers nach seitwärts und oben werden durch den Heizring R und durch den Heizdeckel D unterdrückt, die auf gleiche Temperatur wie H gebracht werden. Durch einen Schutzring S von der Dicke l strömt der größte Teil der in R erzeugten Wärme vertikal nach abwärts. Da hierbei das vertikale Temperaturgefälle gleich dem in P ist, können sich die Wärmestromlinien in P am Rand nicht ausbauchen, und es ist somit homogene Wärmeströmung in P gesichert. Das Temperaturgefälle wird durch Thermoelemente, deren eine Lötstelle in H bzw. K eingelassen ist, bestimmt, die Heizenergie aus Spannung und Strom mit Zeigerinstrumenten. Die ganze Anordnung ruht auf einer Isolierplatte J aus Holz und ist in Korkschrot eingebettet, der durch ein Blechgefäß B begrenzt wird.

3. Einzelheiten der Versuchsanordnung.

Der Hauptheizkörper H besteht aus einer Konstantanbandwicklung in einem massiven Kupfer-

[1]) M. Jakob, Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. **66** (1922), 688.
[2]) M. Jakob, Ann. d. Phys. (4) **63** (1920), 537.
[3]) Siehe Zeitschr. f. Instrkde. **44** (1924), 108.

gehäuse mit aufgeschraubtem Kupferdeckel. Das Konstantanband (11 m lang, 5 mm breit, 0,1 mm dick) ist mit Asbestzwischenlagen bifilar auf einen Kupferdorn aufgewickelt und füllt den Hohlraum des Gehäuses bis zur halben Höhe aus, während die obere Hälfte von Asbestplatten eingenommen wird. Da der Hauptheizkörper H durch den Heizdeckel D verhindert wird, Wärme nach oben abzugeben, würde ohne diese Asbestfüllung in seinem Kupferdeckel eine beträchtliche radiale Wärmeströmung entstehen, die dann im zylindrischen Teil des Kupfergehäuses nach abwärts und im Boden des Gehäuses noch zum Teil radial nach innen weiter verlaufen würde. Durch die Asbestfüllung wurde diese Strömung sehr verringert; sie war aber trotzdem und trotz überall etwa 1 cm starker Kupferwände doch noch merklich, wie aus den Messungen mit den Thermoelementen hervorgeht (s. S. 478).

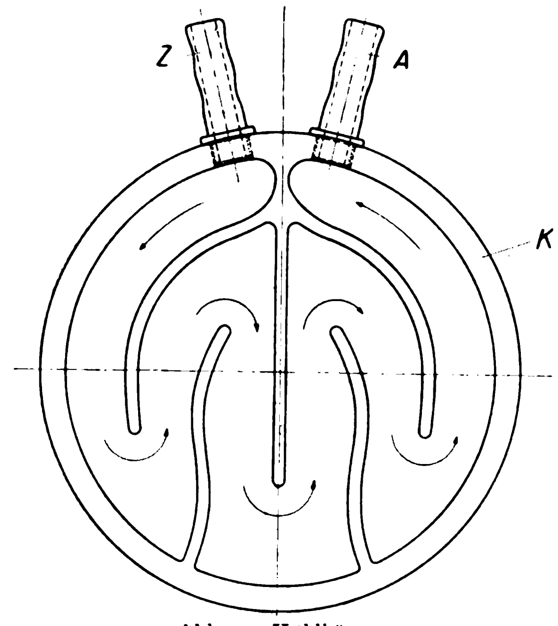


Abb. 2. Kühlkörper.

Der Kühlkörper K (im Grundriß, von unten gesehen, durch Abb. 2 wiedergegeben) besteht aus einem Rotgußgehäuse mit Rippen, einem von unten aufgeschraubten Messingboden und einem Zu- und Abflußstutzen Z und A für das Kühlwasser.

Der Heizring R ist aus einer Kupferstange von rechteckigem Querschnitt durch Biegen und Zusammenlöten der Enden mit Hartlot hergestellt. Die Heizwicklung, aus 12 m Konstantanband von 3 mm Breite und 0,05 mm Dicke bestehend, ist in vier Lagen mit Asbestzwischenschichten in einer Ausdrehung des Ringes angeordnet und durch ein ringförmiges Messingblech außen abgedeckt.

Der Heizdeckel D besteht aus einem Messinggehäuse mit aufgeschraubtem Deckblech und einer etwa 20 m langen Wicklung von 3 mm breitem und 0,05 mm dickem Konstantanband mit Asbestzwischenlagen.

In sämtlichen Heizkörpern sind die Wickelräume möglichst dicht ausgefüllt und Lufträume vermieden.

Die Thermoelemente bestanden aus je einem umsponnenen 0,2 mm starken Eisen- und einem 0,25 mm starken Konstantandraht mit angelöteten Kupferdrähten, die zu einem Umschalter führten. Die Lötstellen zwischen den Eisen- bzw. Konstantan- und den Kupferdrähten waren in geschlossene Glasröhrchen geführt, die in schmelzendem Eis steckten. Die Lötstellen zwischen den Eisen- und Konstantandrähten („warme Lötstellen") lagen sämtlich in einer axialen Schnittebene des Apparates an den in Abb. 3 bezeichneten

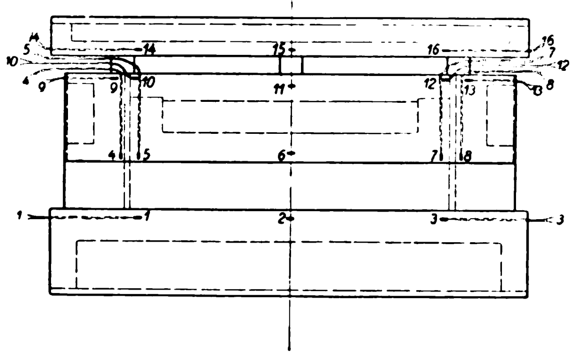


Abb. 3. Anordnung der Thermoelemente.

Stellen. Die warmen Lötstellen von 14 Thermoelementen waren in tiefe Löcher eingelassen, von denen einige aus Abb. 1 ersichtlich sind; die bis zur Achse der Versuchsanordnung reichenden Löcher für die Thermoelemente 2, 6, 11 und 15 muß man sich jedoch um 90° gegen die Zeichenebene versetzt denken. Die warmen Lötstellen der Thermoelemente 10 und 12 waren in einer Nut am Deckel von H gelagert, in der die Drähte auf einer Strecke von etwa 10 cm weiterliefen, ehe sie aus dem Apparat herausgeführt wurden.

Versuchsplatten P von 100 mm Durchmesser und 5 bis 15 mm Dicke (ausnahmsweise auch dickere oder dünnere Platten) können in dem Apparat auf ihr Wärmeleitvermögen geprüft werden. Ihre Flächen werden möglichst eben geschliffen. Die Platten werden heiß mit Paraffin oder Bitumen zwischen H und K eingekittet. Näheres darüber wird im Abschnitt 4 mitgeteilt werden.

Der Schutzring S könnte aus beliebigem Stoff bestehen, wenn der radiale Temperaturausgleich zwischen den Meßstellen 1, 2 und 3 vollkommen wäre. Da dies bei dem verwendeten Rotgußkörper K nicht der Fall war, so hatte die Verwendung eines Schutzringes aus Holz (also aus



einem schlechteren Wärmeleiter als *P*) eine radiale Wärmeströmung und einen Temperaturabfall von der Meßstelle 2 nach 1 und 3 zur Folge. Die Holzringe wurden daher durch einen Messingring ausgefüttert; zuweilen wurde auch der Messingring allein verwendet. Hierdurch wurde erreicht, daß die Temperaturen ϑ_1, ϑ_2 und ϑ_3 der Meßstellen 1, 2 und 3 nahezu gleich waren.

Der Ringspalt zwischen *H*, *P* und *R*, *S* war 2 mm dick; er wurde mit feinem Korkschrot[4]) ausgefüllt, ebenso wie der Zwischenraum zwischen *H*, *R* und dem auf 3 Glasstückchen von 5 mm Höhe ruhenden Heizdeckel *D* und wie der ganze Hohlzylinder zwischen *D*, *R*, *S*, *K*, *J* und dem Blechmantel *B*.

4. Einzelheiten des Meßverfahrens.

Wesentlicher als irgendein anderer Punkt für das Gelingen der Messung war das Einkitten der Versuchsplatte *P* zwischen dem Heizkörper *H* und dem Kühlkörper *K*.

Da die Versuchsplatten großenteils so gut geschliffen waren, daß sie, aufeinander gelegt, durch Adhäsion aneinander klebten, wurde zunächst der Versuch gemacht, ohne Kittschichten auszukommen. Dabei erhielt man jedoch Wärmeleitzahlen für die Platten, die um 10, 20 und mehr Prozent niedriger waren als beim Aufkitten der Platten, ein Zeichen dafür, daß *H*, *P* und *K* sich nur an einzelnen Stellen berührten und im übrigen durch dünne Luftschichten getrennt waren.

Auch durch elektrolytisches Verkupfern der Versuchsplatten und Bearbeiten der Flächen waren solche Luftschichten nicht zu vermeiden. Bei einigen Versuchen wurden in 1,5 mm dicke, elektrolytisch aufgebrachte Kupferschichten Nuten für Thermoelemente eingearbeitet, so daß der Temperaturabfall zwischen *H* und *P* und zwischen *P* und *K* das Ergebnis nicht mehr beeinflußte. Damit sollten Messungen oberhalb 100°, wobei Kitte nicht mehr verwendbar sind, ermöglicht werden. Bei Zimmertemperatur erhielt man damit nahezu richtige Werte der Wärmeleitfähigkeit; beim Erwärmen auf 160° löste sich jedoch die Verkupferung infolge der verschiedenen Ausdehnung des Versuchsstoffes und des Kupfers von der Platte ab.

Daher mußten die Messungen auf etwas über 100° beschränkt werden und wurden alle endgültigen Versuche mit eingekitteten Platten ausgeführt.

Als Kittmittel wurde entweder Paraffin oder für höhere Temperaturen ein Hochvakuumbitumen verwendet. Abgewogene Mengen davon wurden auf die Platten aufgebracht, die nur so hoch erhitzt waren, daß der Kitt zähflüssig wurde, da er sonst in die Poren der Versuchsplatten eingedrungen wäre. Sodann wurden die Platten sorgfältig aufeinander geschoben, damit Lufteinschlüsse vermieden wurden. Die Dicke der Kittschicht wurde aus ihrem Gewicht und ihrer Dichte berechnet, die Wärmeleitzahl des verwendeten Paraffins und Bitumens an Platten aus diesen Stoffen durch besondere Versuche festgestellt. Der Temperaturabfall senkrecht zu den Kittschichten konnte dann hieraus und aus dem Wärmefluß berechnet und berücksichtigt werden (s. S. 479).

Bei einer zur Messung der Wärmeleitzahl eingesandten Probe einer sehr harten Pappe drang das Paraffin in die Poren ein. Eine Platte aus diesem Material wurde daher nach dem Spritzverfahren zunächst beiderseits mit etwa 1 mm dicken Kupferschichten überzogen, dann plan gedreht und mit gerade noch flüssigem Paraffin in dünnen Schichten bestrichen.

Die elektrischen Heizkörper wurden von Akkumulatorenbatterien gespeist. Die Heizleistung wurde mit Vorschaltwiderständen reguliert und mit geeichten Strom- und Spannungsmessern bestimmt.

Durch den Kühlkörper strömte Wasser entweder aus dem Wasserleitungsanschluß des Laboratoriums oder aus einer kleinen elektrisch betriebenen Pumpe. Das Wasserleitungswasser wurde zuerst durch ein Sammelbecken geführt; seine Menge wurde durch Drosselung reguliert. Die Pumpe saugte das Kühlwasser aus einem Gefäß, in dem es durch einen elektrischen Heizkörper bis auf 97° erwärmt werden konnte; nach Durchlaufen des Kühlkörpers floß das Wasser in das Gefäß zurück. Durch Verändern der Umlaufzahl des Pumpenmotors und der dem Wasser zugeführten Wärmeleistung konnte die Temperatur von *K* weitgehend und genau reguliert werden. Temperaturen bis herab auf nahezu 0° wurden erreicht, wenn das aus *K* abfließende Wasser durch eine Brause in einen mit Eisstücken gefüllten Trichter und von diesem in das Ansaugegefäß der Pumpe strömte. Hierbei wurde die Temperatur nur durch Veränderung der Umlaufszahl des Motors reguliert.

Die Thermoelemente waren durch die Unterabteilung IIIb der Reichsanstalt auf mindestens 1 ‰ genau geeicht; ihre Thermokräfte waren im Bereich bis 100° um höchstens 1 ‰ voneinander verschieden. Die Thermoelemente waren über einen Vielfachumschalter aus Paraffin mit Quecksilbernäpfen mit einer von der Siemens & Halske A.-G. bezogenen Kompensationseinrichtung nach Lindeck verbunden; diese ermöglichte eine genügend genaue und schnelle Ablesung der Thermokräfte, worauf bei der großen Anzahl von

[4]) „Expansitschrot" der Firma Grünzweig und Hartmann, Ludwigshafen a. Rh.

Meßstellen besonderer Wert gelegt werden mußte. Bei niedrigen Temperaturen wurden die Thermokräfte sämtlicher Elemente gegen den Eispunkt gemessen; bei höheren Temperaturen aber schaltete ich, um die Empfindlichkeit des Zeigerinstruments der Anordnung ausnützen zu können, je die Elemente 1 und 5, 2 und 6, 3 und 7 (s. Abb. 3) gegeneinander und maß die Differenz ihrer Thermokräfte. Daneben wurde mit dreien dieser Elemente mit geringerer Empfindlichkeit die Temperatur selbst gemessen.

5. Versuchsbeispiel.

Das Heraufheizen und Einregulieren eines Zustandes stationärer Strömung dauerte im allgemeinen etwa 3 Stunden. Dann wurden Strom und Spannung in H und die Temperaturen während etwa 2 Stunden in gleichmäßigen Intervallen ababgelesen, wie aus der Tabelle 1 ersichtlich ist, an Hand deren im Abschnitt 6 die Auswertung der Versuche erklärt werden soll.

und die Kühlwassermenge wurden nur an diesen Zeitpunkten verändert.

Die folgenden 16 Spalten enthalten die aus den Thermokräften berechneten Temperaturen ϑ_1 bis ϑ_{16} der Meßstellen 1 bis 16. Man sieht, daß keine der für das Meßergebnis wichtigen Temperaturen ϑ_1, ϑ_2, ϑ_3 und ϑ_5, ϑ_6, ϑ_7 sich während der Versuchsdauer auch nur um 0,1° änderte, und daß insbesondere ihre Anfangs- und Endwerte ganz gleich waren. Die übrigen Temperaturen kommen nur für die Berichtigungen in Betracht; aber auch sie waren gut konstant. Man beachte übrigens den radialen Temperaturabfall zwischen der Meßstelle 11 und den Meßstellen 10 und 12 des Heizkörpers H und den daran anschließenden Temperaturabfall zwischen 10 und 5, sowie zwischen 12 und 7, die also durch die Asbesteinlage des Heizkörpers (s. S. 476) nicht völlig unterdrückt werden konnten. Die letzte Zeile der Tabelle enthält die zeitlichen Mittelwerte von E und J, sowie der Temperaturen.

Tabelle 1.

Messungen an einer keramischen Platte.

Zeit	E	J	ϑ_1	ϑ_2	ϑ_3	ϑ_4	ϑ_5	ϑ_6	ϑ_7	ϑ_8	ϑ_9	ϑ_{10}	ϑ_{11}	ϑ_{12}	ϑ_{13}	ϑ_{14}	ϑ_{15}	ϑ_{16}
10^{50}	12,30	0,743	15,25	15,21	15,21	25,68	25,69	25,68	25,65	25,78	25,74	25,89	26,00	25,89	25,87	26,09	26,12	26,09
11^{08}	12,42	0 749	15,21	15,17	15,17	25,68	25,72	25,72	25,69	25,81	25,75	25,92	26,04	25,93	25,88	26,10	26,15	26,10
11^{20}	12,42	0,749	15,22	15,17	15,12	25,67	25,73	25,73	25,69	25,78	25,74	25,93	26,03	25,93	25,84	26,03	26,07	26,01
11^{38}	12,32	0,745	15,22	15,16	15,12	25,66	25,67	25,67	25,63	25,78	25,72	25,89	25,99	25,89	25,85	26,04	26,07	26,03
11^{50}	12,47	0,752	15,23	15,18	15,13	25,73	25,72	25,72	25,69	25,86	25,84	25,94	26,07	25,97	25,89	26,03	26,07	26,02
12^{07}	12,35	0,746	15 26	15,22	15,18	25,68	25,76	25,76	25,72	25,83	25,81	26,01	26,08	26,01	25,90	26,05	26,08	26,03
12^{20}	12,34	0,746	15,23	15,17	15,17	25,71	25,71	25,69	25,67	25,86	25,82	25,89	26,01	25,90	25,89	26,05	26,07	26,06
12^{38}	12,33	0,746	15,27	15,25	15,23	25,66	25,68	25,67	25,65	25,78	25,73	25,88	25,98	25,89	25,88	26,06	26,09	26,05
Mittel	12,37	0,747	15,24	15,19	15,17	25,68	25,71	25,70	25,67	25,81	25,77	25,92	26,03	25,93	25,87	26,06	26,09	26,05

Die in Tabelle 1 wiedergegebenen Beobachtungswerte beziehen sich auf eine 14 mm dicke keramische Platte von der Dichte 2,25. Die Pfeile der Tabelle deuten die Reihenfolge der Ablesungen an. Wie aus der 1. Spalte hervorgeht, dauerte es im allgemeinen 18 Minuten, bis sämtliche Ablesungen vorwärts und (nach Kommutierung der Anschlüsse des Kompensators) rückwärts erledigt waren. Die 2. und 3. Spalte enthalten die Werte E der Spannung und J des Stromes, und zwar die bereits nach den Eichkurven der Instrumente und dem Stromverbrauch des Voltmeters korrigierten Werte. Es wird auffallen, daß diese mit der Zeit um etwa $\pm \frac{1}{2}\,\%$ variieren. Dies rührt nicht etwa von Spannungsschwankungen her, sondern von der Regulierung mit Vorschaltwiderständen, die nach Bedarf immer nach der Ablesung einer Reihe der Tabelle 1 erfolgte. Auch der Strom der Hilfsheizkörper

6. Auswertung der Beobachtungen.

Der Heizkörper H entwickelt eine Wärmeleistung $E \cdot J$ Watt oder $W = 0{,}860_4 \cdot E \cdot J$ in kcal $\cdot h^{-1}$, von der nach Gl. (1) der Hauptteil

$$\lambda \cdot F \cdot \frac{\vartheta_I - \vartheta_{II}}{l}$$ durch die Versuchsplatte P

strömt, während ein Anteil V als Wärmeverlust zu betrachten ist. V läßt sich in vier Einzelteile V_0, V_r, V_a, V_s zerlegen.

V_0 strömt nach oben zum Heizdeckel D,

V_r radial zum Heizring R,

V_a axial durch den Spalt zwischen der Versuchsplatte P und dem Schutzring S,

V_s endlich wird im Heizkörper H aufgespeichert.

Diese Einzelbeträge lassen sich folgendermaßen ermitteln:

λ' sei die Wärmeleitzahl des Korkschrotes, mit dem der Blechzylinder B ausgefüllt ist,



F' die obere Fläche des Heizkörpers H,
l' der Abstand,

$$\left.\begin{array}{l}\left.\begin{array}{l}\Delta_0 = \dfrac{\vartheta_{10}+\vartheta_{11}+\vartheta_{12}}{3} \\ \quad - \dfrac{\vartheta_{14}+\vartheta_{15}+\vartheta_{16}}{3}\end{array}\right\} \text{der Temperaturunterschied}\end{array}\right\} \text{zwischen } H \text{ und } D.$$

Dann ist

$$V_0 = \lambda' \cdot F' \cdot \frac{\Delta_0}{l'}. \qquad (1\,a)$$

F'' sei der Mittelwert aus der äußeren Zylinderfläche des Heizkörpers H und der inneren Zylinderfläche des Heizringes R,
l'' der radiale Abstand,

$$\left.\begin{array}{l}\left.\begin{array}{l}\Delta_r = \dfrac{\vartheta_5+\vartheta_7+\vartheta_{10}+\vartheta_{12}}{4} \\ \quad - \dfrac{\vartheta_4+\vartheta_8+\vartheta_9+\vartheta_{13}}{4}\end{array}\right\} \text{der Temperaturunterschied}\end{array}\right\} \text{zwischen } H \text{ und } R.$$

Dann ist

$$V_r = \lambda' \cdot F'' \cdot \frac{\Delta_r}{l''}. \qquad (1\,b)$$

F''' sei die horizontale Querschnittsfläche des Ringspaltes zwischen P und S, und es werde angenommen, daß die eine Hälfte der diesen Spalt axial durchströmenden Wärme von H, die andere Hälfte von R geliefert wird. Dann ist

$$V_a = \frac{1}{2} \cdot \lambda' \cdot F''' \cdot \frac{\vartheta_I - \vartheta_{II}}{l}. \qquad (1\,c)$$

G sei das Gewicht
c die spezifische Wärme } des Heizkörpers H,
t die mittlere Zeit zwischen der ersten und letzten Ablesung an den Thermoelementen 5, 6, 7, 10, 11 und 12, die geringer ist als die ganze Versuchsdauer,
Δ_s die Zunahme der mittleren Temperatur $\dfrac{\vartheta_5+\vartheta_6+\vartheta_7+\vartheta_{10}+\vartheta_{11}+\vartheta_{12}}{6}$ des Heizkörpers H in der Zeit t. Dann ist

$$V_s = G \cdot c \cdot \frac{\Delta_s}{t}. \qquad (1\,d)$$

Die in den Gleichungen (1) und (1 c) vorkommende Temperaturdifferenz ist

$$\vartheta_I - \vartheta_{II} = \left(\frac{\vartheta_5+\vartheta_6+\vartheta_7}{3} - \frac{\vartheta_1+\vartheta_2+\vartheta_3}{3}\right) - \delta = \Delta - \delta.$$

Δ erhält man unmittelbar durch Temperaturmessungen (s. Tabelle 1).

δ ist die Summe der Temperaturabfälle von den Meßstellen 5, 6 und 7 bis zur oberen Fläche der Versuchsplatte und von deren unterer Fläche bis zu den Meßstellen 1, 2 und 3. Es setzt sich zusammen aus dem Temperaturabfall δ_M in den Metallkörpern H und K und δ_K in den Kittschichten zwischen H, P und K. Man kann diese Anteile berechnen aus den Gleichungen

$$\delta_M = \frac{W-V}{F} \cdot \frac{l_M}{\lambda_M}$$

$$\delta_K = \frac{W-V}{F} \cdot \frac{l_K}{\lambda_K},$$

in denen l_M (bzw. l_K) die Dicke der von $(W-V)$ durchströmten Metall- (bzw. Kitt-) Schichten bedeutet, λ_M (bzw. λ_K) die Wärmeleitzahl dieser Schichten. Bei dem obigen Beispiel (s. Abschn. 5) war Paraffin als Kitt verwendet, dessen Gesamtdicke aus dem Gewicht und der Dichte zu 0,183 mm berechnet und dessen Wärmeleitzahl zu 0,213 [kcal $\cdot m^{-1} \cdot h^{-1} \cdot$ Grad^{-1}] gemessen war (s. S. 480). Hieraus, aus den Dimensionen des Apparates und den in der Tabelle 1 mitgeteilten unmittelbaren Beobachtungen ergaben sich die folgenden Werte:

$$\left.\begin{array}{ll}\dfrac{\vartheta_5+\vartheta_6+\vartheta_7}{3} & = 25{,}69^0 \\ \dfrac{\vartheta_1+\vartheta_2+\vartheta_3}{3} & = 15{,}20^0\end{array}\right\} \Delta = 10{,}49^0$$

$$\left.\begin{array}{ll}\delta_M & = 0{,}03^0 \\ \delta_K & = 0{,}80^0\end{array}\right\} \delta = 0{,}83^0$$

$$\vartheta_I - \vartheta_{II} = \Delta - \delta = 9{,}66^0$$

$$W = 7{,}95\ [\text{kcal} \cdot h^{-1}]$$

$$\left.\begin{array}{llll}\Delta_0 & = -0{,}11^0 & V_0 = & -0{,}01 \\ \Delta_r & = 0{,}02^0 & V_r = & 0{,}00 \\ \vartheta_I - \vartheta_{II} & = 9{,}66^0 & V_a = & 0{,}01 \\ \Delta_s & = -0{,}01^0 & V_s = & 0{,}00\end{array}\right\} V = 0{,}00$$

$$W - V = 7{,}95$$

und nach Gl. (1) endlich $\lambda = 1{,}814 \cdot \dfrac{7{,}95}{9{,}66} = 1{,}508$ [kcal $\cdot m^{-1} \cdot h^{-1} \cdot$ Grad^{-1}] bei der mittleren Temperatur $\vartheta = \dfrac{(\vartheta_1+\vartheta_2+\vartheta_3)+(\vartheta_5+\vartheta_6+\vartheta_7)}{6} = 20{,}44^0$.

Das vorstehende Beispiel zeigt, daß die Einzelanteile von V teils positiv (Wärmeverluste), teils negativ (Wärmegewinne) sind und sich im vorliegenden Fall vollkommen gegeneinander aufheben. Auch bei $\vartheta = 100^0$ stieg V kaum über $^1/_2\,^0/_0$ der Heizleistung. Die zu berücksichtigenden Wärmeverluste sind demnach bei dem neuen Apparat bei 100^0 über 20 mal geringer als bei der älteren Anordnung (vgl. S. 475).

Eine viel wesentlichere Korrekturgröße als der Wärmeverlust V ist der Temperaturabfall in der Kittschicht. Er betrug beim vorliegenden Beispiel über 8 $^0/_0$ des gesamten Temperaturunterschiedes (s. Tabelle 4, Versuch Nr. 9), bei unseren übrigen Versuchen zwischen 2 und 16 $^0/_0$. Es ist demnach erforderlich, die Kittschichten möglichst dünn

zu machen und ihre Dicke und ihre Wärmeleitzahl genau zu ermitteln.

7. Messung der Wärmeleitzahl von Paraffin und Bitumen.

Der Schmelzpunkt des von uns verwendeten Paraffins lag bei 52^0; seine Dichte wurde zu 0,87, seine Wärmeleitzahl in dem früher beschriebenen Apparat bei 14^0 durch zwei übereinstimmende Versuche zu 0,213 festgestellt. Dabei wurde das Paraffin flüssig auf die Kühlplatte aufgebracht; nach dem Erstarren wurde die obere Fläche der Paraffinplatte plan gedreht, endlich die Heizplatte mit einer ganz dünnen Zwischenschicht von Öl aufgeschliffen. Die untersuchte Platte hatte einen Durchmesser von 116 mm und eine Dicke von 10 mm.

Frühere Messungen an 4 bis $4^1/_2$ mm dicken Platten aus einem anderen Paraffin, dessen Schmelztemperatur 66^0 und dessen Dichte 0,92 war, hatten $\lambda = 0{,}23$ bei etwa 23^0 und im Bereich von 16 bis 24^0 einen negativen Temperaturkoeffizienten von etwa $3{,}5\,^0/_{00}$ ergeben[5]), beides in guter Übereinstimmung mit Messungen von Eucken.[6])

Die Dichte des Bitumens wurde nach verschiedenen Methoden im Mittel zu 1,05 bestimmt, die Wärmeleitzahl an zwei Platten Nr. I und II mit dem neuen Apparat gemessen. Um zu verhindern, daß das Bitumen bei den höheren Temperaturen durch das Gewicht des Heizkörpers zusammengedrückt wurde, waren 3 Hartgummistückchen in Platte I und 3 Elfenbeinstückchen in Platte II mit eingegossen worden.

Die Meßergebnisse sind in der Tabelle 2 zusammengestellt.

Tabelle 2.
Wärmeleitzahl von Bitumen.

Platte Nr.	Dicke mm	Temperatur °C	Wärmeleitzahl $kcal \cdot m^{-1} \cdot h^{-1} \cdot Grad^{-1}$
I	5,5	18,9	0,143
		82,7	0,149
II	5,0	20,9	0,145
		76,0	0,147

Als Mittelwert habe ich

$$\text{für } 20^0 \quad \lambda_K = 0{,}144$$
$$\text{„ } 80^0 \quad \lambda_K = 0{,}148$$

angenommen und den weiteren Messungen zugrunde gelegt.

8. Messung der Wärmeleitzahl keramischer Massen.

Mit dem neuen Apparat wurden bisher außer Bitumen auf Antrag aus der Industrie 10 keramische Massen untersucht, deren Wärmeleitzahl bei 20^0 zwischen 1,3 und 1,6 [$kcal \cdot m^{-1} \cdot h^{-1} \cdot Grad^{-1}$] lag, die erwähnte Pappe (Dichte 0,79) mit den Wärmeleitzahlen $\lambda = 0{,}123$ bei 20^0 und $\lambda = 0{,}119$ bei 0^0 und eine Hartgummisorte. Jede Platte wurde nach der ersten Messung herausgenommen, dann neu verkittet wieder in den Apparat eingesetzt und nochmals untersucht; der Unterschied im Ergebnis war dabei von der Größenordnung von $^1/_2\,^0/_0$.

An zwei keramischen Massen habe ich ferner systematische Messungen vorgenommen, um ein Urteil zu gewinnen über die absolute Meßgenauigkeit, die mit dem Apparat zu erreichen ist.

Von der einen dieser Massen, deren Dichte 2,26 war, wurden zwei verschieden dicke Platten untersucht. Die Ergebnisse der Einzelmessungen sind in Tabelle 3 zusammengestellt.

Tabelle 3.
Messung der Wärmeleitzahl an zwei verschieden dicken Platten einer keramischen Masse.

Platte Nr.	Dicke mm	Temperatur °C	Wärmeleitzahl $kcal \cdot m^{-1} \cdot h^{-1} \cdot Grad^{-1}$
I	12,6	18,8	$1{,}42_1$
		19,2	$1{,}40_9$
II	4,7	17,4	$1{,}38_5$
		17,5	$1{,}41_6$

Hieraus erhält man

$$\text{für die Platte I} \quad \lambda = 1{,}41_5\,,$$
$$\text{„ „ „ II} \quad \lambda = 1{,}40$$
$$\text{und im Mittel} \quad \lambda = 1{,}41\,.$$

Die an der Platte II gemessenen Werte weichen voneinander um den ungewöhnlich hohen Betrag von über $2\,^0/_0$ ab; das mag zum Teil davon herrühren, daß hierbei die Paraffinschicht im Vergleich zur Plattendicke beträchtlich war.

An einer zweiten Masse, deren Dichte 2,25 war, wurden 12 Versuche mit Paraffin- und Bitumenkittung angestellt, deren Ergebnisse in Tabelle 4 zusammengestellt sind. Die Versuche sind in der Reihenfolge wiedergegeben, in der sie ausgeführt wurden; Versuche bei unveränderter Kittung sind durch eine geschweifte Klammer verbunden. Die dritte Spalte der Tabelle enthält die für den Temperaturabfall in den Kittschichten anzubringende Korrektur (s. S. 479) in Prozenten.

Zwischen den Messungen Nr. 7 und 8 ist eine plötzliche Zunahme der Wärmeleitzahl um $1\,^0/_0$ eingetreten, wahrscheinlich dadurch, daß bei einem zwischen 7 und 8 liegenden mißglückten Versuch die Bitumenkittung bei zu hoher Temperatur erfolgte und die Poren der Versuchsplatte Kitt aufsaugten. Die Versuchsgruppen Nr. 1 bis 7 und 8 bis 12 sind also je für sich zu betrachten.

Aus Tabelle 4 geht hervor, daß das Neueinkitten ohne merklichen Einfluß auf das Ergebnis

---

[5]) Siehe Zeitschr. f. Instrumentenkde. **43** (1923), 92.
[6]) A. Eucken, Ann. d. Phys. (4) **34** (1911), 185.

Tabelle 4.
Messung der Wärmeleitzahl einer keramischen Masse bei verschiedener Kittung.

Versuch Nr.	Kitt	$100 \cdot \frac{\delta_K}{\Delta}$	Temperatur °C	Wärmeleitzahl $kcal \cdot m^{-1} \cdot h^{-1} \cdot Grad^{-1}$
1	Paraffin	5	19,6	1,502
2	„	6	19,7	1,491
{3	„	2	19,5	1,495
{4	„	2	20,1	1,492
{5	Bitumen	14	19,6	1,469
{6	„	13	82,9	1,468
{7	„	13	83,0	1,471
8	Paraffin	4	19,8	1,507
9	„	8	20,4	1,508
{10	Bitumen	16	19,6	1,481
{11	„	15	103,3	1,490
{12	„	15	103,4	1,496

war. Dagegen zeigt der Vergleich der Versuche Nr. 1 bis 4 mit 5 und der Versuche Nr. 8 bis 9 mit 10 bei Bitumenkittung einen um $1\frac{1}{2}$ % geringeren Wert der Wärmeleitzahl als bei Paraffinkittung. Da die Korrektur $100 \cdot \frac{\delta_K}{\Delta}$ bei der Bitumenkittung um das Mehrfache größer war als bei der Paraffinkittung, ist den Messungen mit Paraffin das größere Gewicht beizulegen.

Für die Bestimmung des Temperaturkoeffizienten ist man auf die Versuche mit Bitumenkittung angewiesen. Dabei geht jedoch die eben erwähnte Unsicherheit nur mit einem geringen Bruchteil in das Resultat ein, weil es sich hier — bei unveränderter Kittung — um Differenzmessungen handelt. Nach den Messungen Nr. 5 bis 7 wäre der Temperaturkoeffizient der untersuchten Platte 0, nach den Messungen Nr. 10 bis 12 etwa 0,1 ‰. Die Übereinstimmung ist also durchaus befriedigend.

Nach den obigen Darlegungen ist die absolute Genauigkeit der Messungen mit Paraffinkittung auf 1 % zu schätzen. Dies ist ein für praktische Zwecke reichlich genügender Wert, der wohl auch sonst bei der Messung von schlecht leitenden Platten kaum je übertroffen sein dürfte.

Zusammenfassung.

Schlecht leitende Platten von 100 mm Durchmesser werden zwischen einen elektrischen Heizkörper und einen Kühlkörper gekittet. Aus der Heizleistung des Heizkörpers und dem Temperaturgefälle quer zu der Versuchsplatte kann dann deren Wärmeleitzahl bestimmt werden. Wärmeverluste werden durch elektrische Hilfsheizkörper fast völlig vermieden. Die erreichte Meßgenauigkeit wird auf 1 % geschätzt.

(Eingegangen am 17. März 1926.)

Steuerungsvorgänge durch „Feldzerfall“ und Kippschwingungen in Elektronenröhren.

Von Erich Friedländer, Berlin.

(Mitteilung aus dem Elektrotechnischen Laboratorium der Technischen Hochschule Berlin.)

Inhalt: Die beim Auftreten von Sekundärelektronen vorkommenden Kipperscheinungen werden begründet und ihre Anwendbarkeit zur Erzeugung von Kippschwingungen entwickelt.

In Nr. 11, 1925 dieser Zeitschrift berichtete Herr Rottgardt über „Schwingungserzeugung durch Feldzerfall“. Im Zusammenhang mit diesen Ausführungen wird ein ergänzender Beitrag zu den dort erwähnten Vorgängen interessieren, der vornehmlich die Möglichkeit des Zustandekommens von Kippschwingungen[1]) zeigen soll, d. h. von Schwingungen, die nicht an die Existenz eines zu Eigenschwingungen befähigten Systems gebunden sind, wie die von Herrn Rottgardt beschriebenen. Gleichzeitig soll diese Ergänzung das Verständnis der von Herrn Dr. Kühn mit „Feldzerfall“ bezeichneten Kipperscheinung erleichtern. Zu diesem Zweck sei hier zunächst das Schaltbild des grundlegenden Kühnschen Versuchs noch einmal angegeben (Abb. 1).

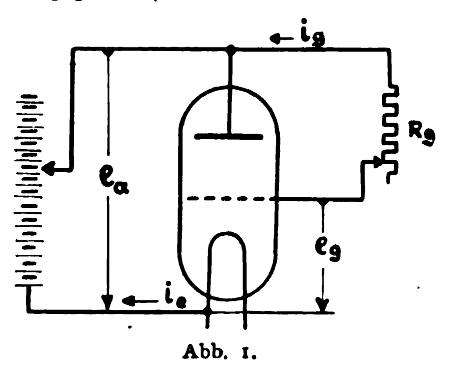


Abb. 1.

Wir betrachten vorerst nur den Kreis: Anode, Gitterwiderstand (R_g), Gitter, Anode. Für diesen besteht die Bedingung: $e_a - e_g = i_g \cdot R_g$. Tragen wir uns nun nicht wie üblich i_g als Funktion von e_g, sondern als Funktion von $e_a - e_g$ mit e_a als Parameter auf, so nimmt das von Herrn Rottgardt in Abb. 8 seines Berichts wiedergegebene Gitterstromkennlinienfeld einer Röhre die Form unserer Abb. 2 an. Man erkennt hier leicht, daß je nach Größe von R_g, also nach der Lage der Widerstandslinie $i_g \cdot R_g$, verschiedene Schnittpunkte zwischen Kennlinie und Widerstandslinie möglich sind, die bisweilen sprungweise Zustandsänderungen, d. h. Kippübergänge von einer Gleich-

[1]) Vgl. Fachberichte auf der XXX. Jahresversammlung des Verbandes deutscher Elektrotechniker 1925 in Danzig: Friedländer, Kippschwingungen, insbesondere bei Elektronenröhren.

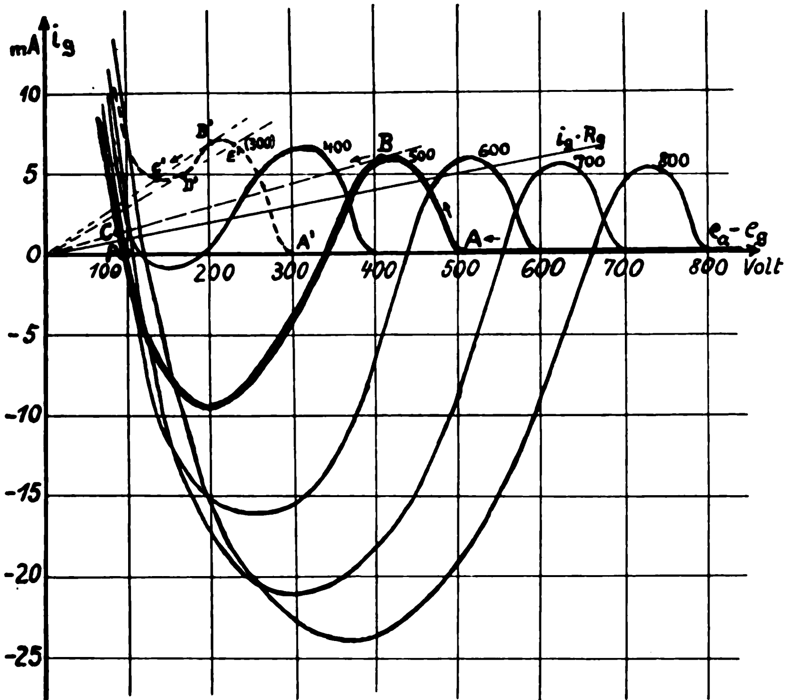
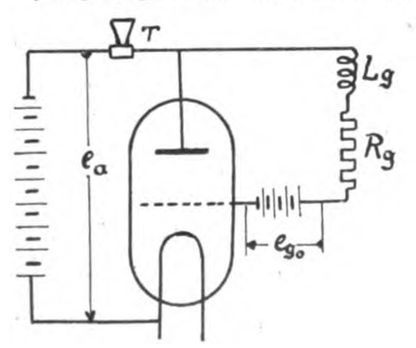


Abb. 2. Abhängigkeit des Gitterstromes i_g von der Spannung zwischen Anode und Gitter bei konstanter Heizung und der Anodenspannung als Parameter.

gewichtslage in eine andere erforderlich machen. Verfolgen wir beispielsweise bei konstanter Anodenspannung e_a = 500 Volt (stark ausgezogene Kennlinie) die Lagenänderungen des Gleichgewichtspunktes bei veränderlichem R_g. R_g sei zunächst unendlich. Das Gitter wird dann versuchen, sich möglichst hoch negativ aufzuladen; d. h. $e_a - e_g$ nimmt einen möglichst großen Wert an, für den eine Gleichgewichtslage möglich ist. Folglich muß der sich einstellende Zustand durch den Punkt A oder Punkte, die rechts davon auf der Abszisse (in Abb. 2) liegen, gekennzeichnet sein. Verringert



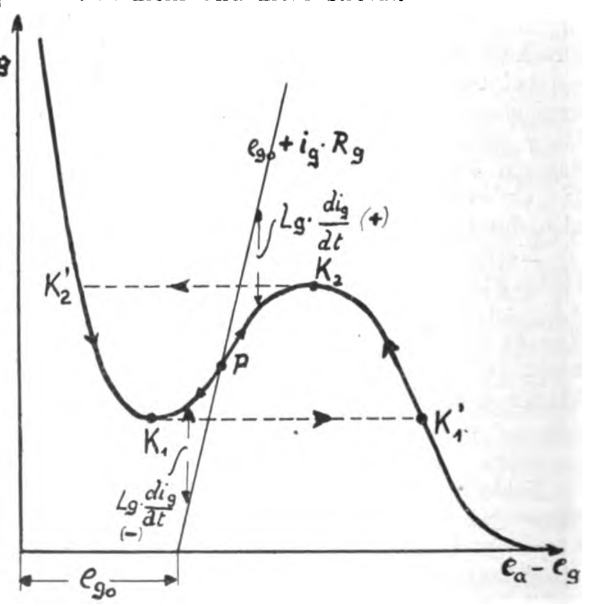


Abb. 3. Kippschwingungen mit einer Induktivität. Abb. 4.

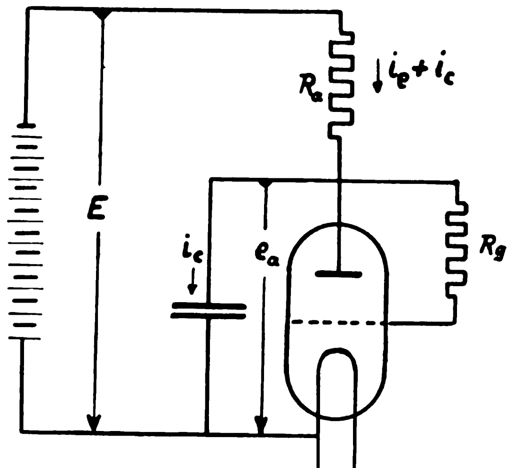
man jetzt den Widerstand R_g, so wandert der Schnittpunkt in Pfeilrichtung zunächst bis B, bei weiterer Verminderung erfolgt ein Überkippen nach C, von dort geht es stetig weiter bis zum Gitter-Anodenkurzschluß (R_g = 0, Widerstandslinie-Ordinate). Vergrößert man jetzt wieder den Widerstand R_g bis auf unendlich, so bleibt man auf dem linken Ast der Kennlinie und findet im Punkt P für $R_g = \infty$, also bei wieder abgeschaltetem Gitter einen Beharrungspunkt für hoch positive Gitterspannung. Daher bleibt der hohe Emissionsstrom der Röhre auch bestehen. Man kann auch leicht alle Bedingungen, unter denen diese Erscheinung auftreten muß, der Abb. 2 entnehmen. So zeigt z. B. die punktiert eingetragene Kennlinie, wie sie vielleicht für e_a = 300 Volt aussehen könnte, daß bei kleinerer Anodenspannung zwar noch Kippvorgänge von B' nach C', dann aber wieder Rückkippen von D' nach E' bei Vergrößerung von R_g eintreten muß, so daß hier der Kühnsche Versuch mit dem an- und abgeschalteten Gitter nicht gelingen könnte. Bei noch kleinerer Anodenspannung fallen die Kippzonen dann gänzlich aus, weil die S-Form der Kennlinie sich mehr und mehr streckt.

Es soll nun gezeigt werden, daß auch hier — wie überall, wo man das Rückfallen eines Systems in stabile Gleichgewichtszustände verhindern kann — ein periodisches Umspringen des gefundenen Kippbereichs mit nur einem einzigen elektromagne-

tischen Energiespeicher, d. h. ohne Schwingungskreis erzwungen werden kann. Als erstes Beispiel betrachten wir die Schaltung Abb. 3. Sie unterscheidet sich von der der Abb. 1 lediglich durch die Einfügung einer Drossel und einer konstanten Vorspannung e_{g_0} in den Gitterkreis. Das Telephon T im Anodenkreis dient nur zum Anzeigen der Schwingungen. Die Anodenspannung sei konstant. Sie braucht nicht so groß zu sein, daß i_g zonenweise negativ wird. Macht man sie jedoch so groß, so treten an der Drossel periodisch außerordentlich hohe Spannungsspitzen auf (Abschaltspannungen einer periodisch abgeschalteten Induktivität), während im anderen Falle die Spannungen wie die Ströme innerhalb der durch die Kippzone scharf definierten Grenzen bleiben.

Der Vorgang ist in dem gezeichneten Falle der folgende: Der Gleichgewichtspunkt P in Abb. 4, der durch den Schnittpunkt der Geraden $(e_{g0} + i_g \cdot R_g)_{(i_g)}$ mit der Charakteristik $(e_a - e_g)_{(i_g)}$ bestimmt wird, ist hier labil. Das erkennt man daraus, daß bei Störungen der Gleichgewichtslage, der Stromwert vom Gleichgewichtspunkt wegzustreben sucht. Denn der dann auftretende Differenzbetrag zwischen Charakteristik und Widerstandsgeraden muß durch die Spannung $L_g \cdot \frac{d\,i_g}{d\,t}$ gedeckt werden. Diese wird rechts von P, wie man leicht sieht, positiv, links davon negativ. Daraus folgen die charakteristischen Bewegungsrichtungen der Abb. 4 ohne weiteres, die die Labilität von P kennzeichnen, weil bei positivem $L_g \cdot \frac{d\,i_g}{d\,t}$ i_g nur wachsen kann usw. Wir stellen uns nun vor, die Gleichgewichtslage habe bestanden und sei gestört worden, und zwar sei der Strom i_g im Fallen begriffen. Er fällt dann zunächst bis K_1. Hier geht es nicht weiter, das System kippt infolgedessen nach K_1'. An dieser Stelle ist $L_g \cdot \frac{d\,i_g}{d\,t}$ positiv. i_g steigt bis K_2, springt nach K_2', fällt auf K_1 und nun geht es periodisch weiter. Die entstehende Spannungskurve ist rechteckähnlich, die Stromkurve dreieckförmig. Ist die Anodenspannung so hoch, daß K_1 bei negativem i_g liegt, so fällt K_1' ins Unendliche. In diesem Falle tritt periodisch ein Abschaltvorgang der Induktivität auf, in ähnlicher Weise, wie vom Verfasser bereits an anderer Stelle[2]) für eine Transformatorschaltung von Elektronenröhren gezeigt wurde. Natürlich lassen sich diese Überlegungen in gleicher Weise unter Vertauschung von Gitter und Anode auch auf die „Dynatroncharakteristik" des Anodenstroms übertragen.

Eine weitere Schwingschaltung dieser Art jedoch mit einem Kondensator als Energiespeicher folgt aus der Form der bei konstantem Gitterwiderstand in Abb. 1 und veränderlicher Anodenspannung entstehenden Emissionsstromcharakteristik (i_e in Abhängigkeit von e_a). Die in Abb. 6 des Rottgardtschen Berichts wiedergegebene Charakteristik gleicht in der Grundform vollständig der Charakteristik der Glimmlampe. Daraus folgt ohne weiteres, daß die unter dem Namen „Blinkschaltung" bekannte Kippschwingschaltung der Glimmlampe auf den vorliegenden Fall unmittelbar übertragen werden kann. Man kommt dann zur Schwingschaltung Abb. 5. Die Vorgänge spielen sich hier nach Abb. 6 — richtige Wahl der angelegten Spannung E und der Widerstände R_a und R_g vorausgesetzt — entsprechend ab, da der Gleichgewichtspunkt P, der die Bedingung $E - i_e \cdot R_a - e_{a(i_a)} = 0$ erfüllen muß, auch hier labil wird, weil bei einer Störung der Gleichgewichtslage der Differenzbetrag von $i_c \cdot R_a$ gedeckt werden muß; i_c ist der Ladestrom des Kondensators C. Dieser



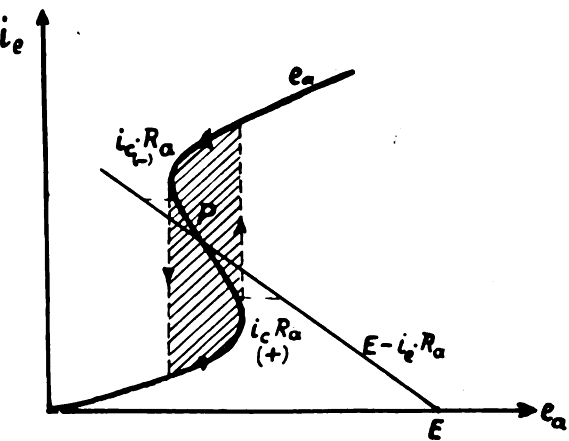


Abb. 5. Kippschwingungen mit einer Kapazität. Abb. 6.

[2]) l. c.

Ladestrom wird aber unterhalb von P positiv, verlangt also ein Anwachsen von e_a, oberhalb negativ, so daß hier e_a sinken muß. Dadurch ergibt sich in gleicher Weise wie oben ein zyklischer Umlauf um die schraffierte Fläche in den eingetragenen Pfeilrichtungen. Hier wird die Spannungskurve dreieckförmig, die Stromkurve rechteckähnlich.

Diese Vorgänge lassen sich unschwer auch experimentell nachweisen.

Zusammenfassung.

Kipperscheinungen, die bei Ohmscher Verbindung zwischen Gitter und Anode einer Röhre vorkommen, lassen sich zur Erzeugung periodischer Ladungsänderungen einer Induktivität oder eines Kondensators benutzen. Zwei derartige Schaltungen werden angegeben und der Ablauf der Schwingungsvorgänge erläutert.

(Eingegangen am 19. Dezember 1925.)

Über Schmieröle für Motor-Elektrizitätszähler.[1])

Von D. Holde und Richard Schachenmeier.

(Aus dem Technisch-chemischen Institut der Technischen Hochschule Berlin.)

Inhalt: Einfluß der Lagerschmierung auf den Gang der Motor-Elektrizitätszähler; Versuche zur Aufstellung von Richtlinien für die Auswahl geeigneter Öle.

Die Motor-Elektrizitätszähler, d. h. die weitaus gebräuchlichste Zählerart, bedürfen zur Gewährleistung einer Ganggeschwindigkeit, die der jeweiligen Leistung des entnommenen Stromes proportional ist, einer Ölung der reibenden Teile, insbesondere des Unterlagers, das die ganze Last des rotierenden Ankers aufzunehmen hat. Zwar gibt es auch Konstruktionen, bei denen die Lager trocken laufen, jedoch besteht bei diesen, angesichts des Umstandes, daß die Zähler durchschnittlich 5, gelegentlich aber auch 10—15 Jahre ohne Wartung im Betrieb sind, eine erhöhte Gefahr der Abnutzung des Lagerzapfens oder der Lagerfläche und damit eines durch zu große Reibung verursachten falschen Zählerganges.

Die Vorzüge der Ölung kommen natürlich nur bei Verwendung entsprechend geeigneter Öle zur Geltung. Da die analytisch feststellbaren, für brauchbare Zähleröle charakteristischen Eigenschaften, im Gegensatz zu denen der meisten anderen Öle, noch nicht allgemeiner bekannt zu sein scheinen[2]), haben wir versucht, durch Laboratoriumsversuche und Verwertung der uns zu diesem Zwecke freundlichst zur Verfügung gestellten Betriebserfahrungen der Zählerfabrik der A. E. G. einen Beitrag zur Schaffung von Normen für Zähleröle zu liefern.

Die wichtigste Betriebseigenschaft der Zähleröle ist, abgesehen von chemisch indifferentem Verhalten eine gleichbleibende, nicht zu hohe Viskosität. Zur Ermittlung der praktisch zulässigen Viskositätsgrenzen wurden vergleichende Versuche mit einem Wechselstromzähler von 110 V und 5 A in der Weise ausgeführt, daß seine Ganggeschwindigkeit 1. bei trockenem Unterlager, 2. bei Schmierung des Unterlagers mit chemisch indifferenten Mineralölen verschiedener Viskositäten gemessen wurde. Die Konstruktion des angewendeten Unterlagers ist aus Abb. 1 ersichtlich.

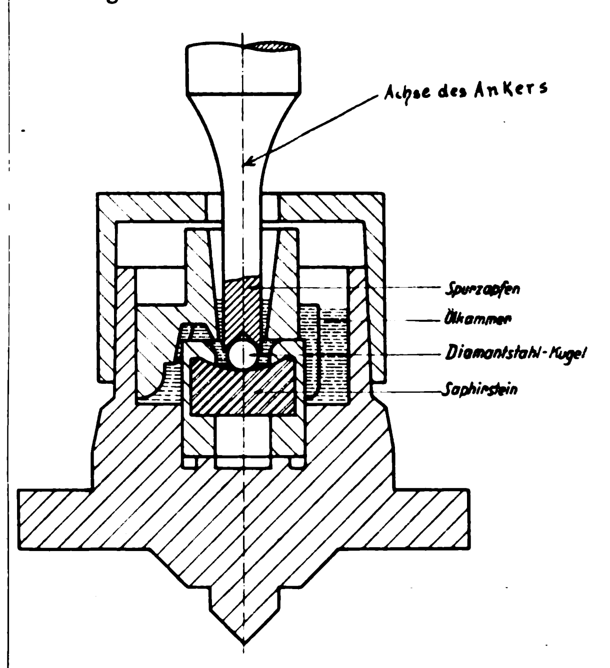


Abb. 1. Unterlager der Triebachse eines A. E. G.-Motorzählers.

Die Reibung im Oberlager sowie im — bei den Versuchen entfernten — Zählwerk (Zahnräder) wurde vernachlässigt, da sie bei den verschwindend kleinen dort herrschenden Drücken offenbar keine wesentliche Rolle spielen kann.

Die Versuche ergaben, daß der geölte Zähler bei kleinen Belastungen in der Regel etwas langsamer lief als der trockene, jedoch waren diese Differenzen belanglos bei Viskositäten der Öle von 2,9 bis 15 Englergraden, entspr. abs. Zähigkeiten von etwa 0,08 bis 1,1 $cm^{-1}\ g\ sec^{-1}$ (s. Abb. 2 und 3). Bei einer Zähigkeit von 21,8 Englergraden dagegen zeigte sich eine die zulässigen Grenzen eben überschreitende Verlangsamung des Zählerganges (s. Abb. 4), so daß man

[1]) Auszug aus einer ausführlicheren, in der Zeitschrift „Petroleum" 1926, S. 161 publizierten Arbeit.

[2]) Z. B. sind sie noch nicht in den „Richtlinien für den Einkauf und die Prüfung von Schmiermitteln" 4. Aufl., Verlag Stahleisen m. b. H. Düsseldorf 1925, festgelegt.

eine Viskosität von etwa 20 Englergraden (etwa 1,5 $cm^{-1} g\ sec^{-1}$), als obere zulässige Grenze anzusehen hätte.[3])

Ein brauchbares Öl dürfte also diese Viskosität weder durch Verdickung in der Kälte noch durch Verharzung (Oxydation) oder Verdampfen (z. B.

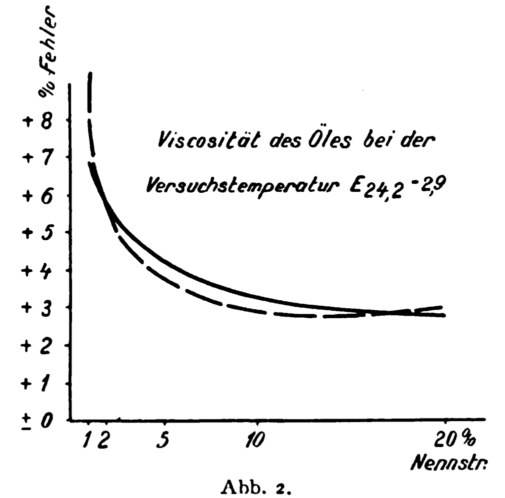


Abb. 2.

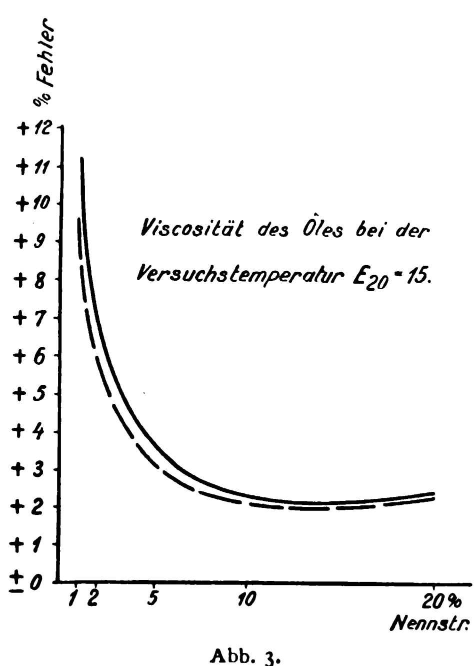


Abb. 3.

Verdunsten der leichteren, Zurückbleiben der schwereren, zähflüssigeren Bestandteile) überschreiten. Da die Zähler unter Umständen Temperaturen von — 10 und — 20° ausgesetzt sein können und da ferner die Viskosität der meisten Öle mit steigender Temperatur stark abnimmt, so werden der aufgestellten Bedingung in der Regel nur bei Zimmertemperatur ziemlich dünnflüssige Öle, z. B. E_{20} bis 5, entsprechen.

Zur Kennzeichnung der Beständigkeit der Öle gegen Verharzung infolge Oxydation versuchten wir in erster Linie, die Jodzahl heranzuziehen, d. h. die Menge Halogen, ber. als % Jod, die unter bestimmten Arbeitsbedingungen von einem Öl addiert wird.[4]) Über Betriebserfahrungen verfügten wir in dieser Hinsicht nur bei einem seit Jahren ohne Beanstandungen verwendeten Vaselinöl, das nach Hanuš die Jodzahl 1,6 zeigte. Außer diesem Öl wurden noch zwei von der Firma

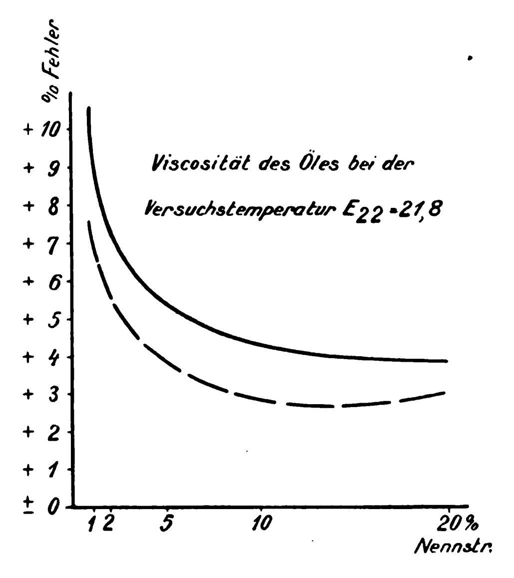


Abb. 2 bis 4. Einfluß der Lagerreibung auf den Gang eines trockenlaufenden (————) bzw. mit verschiedenen Ölen geschmierten (— — — —) LIg-Zählers.
Die „Fehler" sind in Prozenten der wahren Belastung, die Belastungen in Prozenten der Nennleistung (550 Watt) ausgedrückt.

Rhenania-Ossag empfohlene sog. Weißöle V_{14} und V_{900} und ein von einer anderen namhaften Schmierölfabrik zur Verfügung gestelltes leichtes Mineralöl (V-Öl) einigen vergleichenden Versuchen unterworfen. Die Jodzahlen der Öle V_{14} und V_{900} lagen etwa bei 5 — 6 und dürften damit nach allgemeinen Erfahrungen keinen Anlaß zu Bedenken geben; dagegen scheint die Jodzahl 15 des V-Öles schon ziemlich hoch, und es wird erst durch Betriebs-Dauerversuche festzustellen sein, ob nicht bei diesem Öl schon eine Verharzungsgefahr besteht und wie hoch man die zulässige Grenze der Jodzahl im Hinblick auf die Verharzungsgefahr allgemein ansetzen muß.

[3]) Der kleine „Fehler" am Anfang der Kurven, d. h. der etwas zu schnelle Gang des Zählers bei geringerer Belastung, ist in der Konstruktion des Zählers begründet und nicht zu vermeiden. Hier kann darauf nicht näher eingegangen werden.

[4]) Vgl. D. Holde, Kohlenwasserstofföle und Fette, 6. Aufl., S. 576 ff.



Innerhalb kürzerer Zeit (16 Tage) zeigten die Öle in dünner Schicht an der Luft noch keine Verharzungserscheinungen.

Zur Prüfung einer etwaigen katalytischen Begünstigung der Verharzung durch das Lagermetall wurde Spritzguß (Sn Sb Cu) pulverisiert und mit dem Öle vermischt. Dieses Gemisch wurde 6 Monate lang in Luft beobachtet. Irgendeine Konsistenzänderung, welche auf beginnende Verharzung hindeuten könnte, war nicht festzustellen.

Ferner wurde eine andere Probe dieses Gemisches von Öl mit Spritzgußpulver 3 Monate lang in einer Sauerstoff-Atmosphäre (unter einer Glasglocke, der Sauerstoff wurde regelmäßig erneuert) beobachtet. Auch bei diesem Versuch konnte keine auf beginnende Verharzung deutende Konsistenzänderung festgestellt werden.

Die Beobachtung mit Öl gefüllter Unterlager lieferte das gleiche Resultat. Ein Knochenöl zeigte bei diesem Versuch Verharzung. In Berührung mit Messing verharzte dieses Knochenöl in erheblich geringerem Maße. Bei diesem Knochenöl scheint also die oben vermutete katalytische Wirkung des Spritzgußmetalles stattzufinden.

Welche Toleranzen bei den Ergebnissen von Versuchen in Sauerstoffatmosphäre eventl. zugelassen werden können, ist noch festzustellen.

Weiterhin wurde die Einwirkung von Ozon auf das Vaselinöl folgendermaßen untersucht:

Mittels einer Wasserstrahlpumpe wurde Luft durch eine sogenannte Ozonröhre, an welche etwa 12000 Volt Wechselspannung gelegt war, und dann durch das Öl, welches etwa $^1/_2$ Reagensglas füllte, gesaugt. Nach einstündigem Durchleiten dieser ozonhaltigen Luft bei Zimmertemperatur zeigte das bei den obigen Versuchen benutzte Vaselinöl eine leichte Trübung (von Ozoniden), jedoch keine Verdickung.

Weitere Versuche betrafen die Verdampfbarkeit der genannten Öle. Die Öle dürfen während der ganzen Betriebsdauer und bei allen in Frage kommenden Temperaturen — also unter Umständen (Tropen!) bei 40—50° — weder vollständig noch zu erheblichen Teilen verdampfen, weil dies entweder Trockenlaufen des Zählers oder eine erhöhte Viskosität des Öles zur Folge haben würde.

Die untersuchten Öle zeigten je nach den Versuchsbedingungen (Schichtdicke, Temperatur, Dauer der Versuche) verschiedene, bei den einzelnen Ölen jedoch nur wenig voneinander abweichende Verdampfungsverluste (z. B. in 3,2 mm dicker Schicht nach 8 Stunden bei 50° bei dem Vaselinöl V_{14} und V_{900} je 0,4%, bei V-Öl 0,08%). Eine Auswertung der erhaltenen Zahlen ist auch hier, wie bei der Jodzahl, nur in Verbindung mit Betriebs-Dauerversuchen möglich.

Die Bekanntgabe von Betriebserfahrungen, insbesondere ungünstigen, mit bestimmten Ölen seitens anderer Stellen wäre zur Förderung der in Angriff genommenen Aufgabe sehr erwünscht.

Außer den genannten Punkten ist noch, wie oben schon angedeutet, zu beachten, daß das Zähleröl selbstverständlich keine Bestandteile enthalten oder neu bilden darf, die Lager oder Achse chemisch oder mechanisch angreifen können, wie Wasser, mechanische Verunreinigungen, freie Säure, freies Alkali oder Hartasphalt. Aus diesem Grunde ist die Verwendung unverseifbarer Mineralöle derjenigen fetter Öle vorzuziehen, da letztere unter Umständen ranzig und sauer werden können.

Eine weitere Gefahr für die Betriebssicherheit des Zählers bildet das Heraus-„Kriechen" der Öle aus dem Lager, die Folge einer zu geringen Oberflächenspannung des Öles gegen das Lagergehäuse bzw. die Achse. Hierdurch könnte unter Umständen völliges Trockenlaufen des Zählers verursacht werden.

Da andererseits eine niedrige Oberflächenspannung des Öles gegen den Lagerzapfen (Stahlkugel) und die Lagerfläche (Saphir) die Vorbedingung einer guten Benetzung und damit einer guten Schmierwirkung bildet, so ist man genötigt, von einem brauchbaren Zähleröl stark differenzierte Oberflächenspannungen gegen die oben genannten Materialien zu verlangen, eine Forderung, deren Erfüllbarkeit noch durch Versuche geprüft werden muß.

Herrn Dipl.-Ing. W. Bleyberg sind wir für seine wertvolle Unterstützung bei der vorstehenden Arbeit zu bestem Dank verpflichtet.

Zusammenfassung.

In der vorstehenden Arbeit werden Anregungen zu einer Normung der Lieferungsbedingungen für Schmieröle für Motor-Elektrizitätszähler gegeben. Es werden die allgemeinen Gesichtspunkte besprochen, welche bei der Auswahl dieser Öle zu berücksichtigen sind; ferner werden die durch Versuche am Zähler ermittelten zulässigen Viskositätsgrenzen für solche Öle sowie Versuche über Verdampfbarkeit und das Verharzungsvermögen verschiedener in der Praxis verwendeter bzw. zur Verwendung vorgeschlagener Öle mitgeteilt.

(Eingegangen am 2. Februar 1926.)

Die thermo-elektrische Kraft der thermoelektrischen Paare W-Ta und W-Mo bei höchsten Temperaturen.

Von S. Morugina.

Inhalt: Die Anordnung. Die Ergebnisse mit W-Ta. Die Ergebnisse mit W-Mo.

Auf Anregung des Herrn B. A. Ostroumoff habe ich die thermo-elektrische Kraft der Paare



W-Ta und W-Mo im Vakuum bei höchsten Temperaturen zu bestimmen versucht, um dadurch das Messen von höchsten Temperaturen auch auf thermoelektrischem Wege möglich zu machen.

Auf dem Sockel einer gewöhnlichen Kathodenlampe, die im Radio-Laboratorium in Nishnij-Nowgorod hergestellt wurde, habe ich einen Faden aus W vertikal und einen Faden aus Ta horizontal befestigt. Es entstand dadurch ein Kreuz, dessen Mitte als Thermo-Lötstelle diente (Abb. 1). Dieses

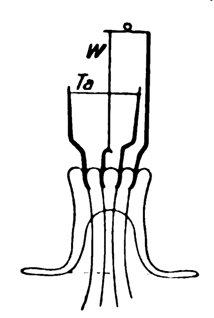


Abb. 1. Der Thermo-Kreuz.

Kreuz wurde in eine Glasglocke eingeschmolzen, die nachher evakuiert wurde, und zwar bis zu einem Grade, der gewöhnlich bei Kathodenlampen erreicht wird.

Jeder dieser beiden Fäden wurde von je einer Batterie geheizt. Wir mußten beide Fädchen heizen, um Wärmeverluste der Lötstelle zu vermeiden und eine gleichmäßige Erwärmung des Wolfram-Fädchens zu sichern.

Parallel zu jedem Fädchen wurden je ein Potentiometer eingeschaltet, und auf diesen Potentiometern wurden Punkte gefunden, in denen das Potential gleich dem Potential der Lötstelle war. Vorausgesetzt, daß zwischen den beiden Metallen eine Potentialdifferenz vorhanden ist, die durch die thermo-elektrische Kraft bedingt ist, wird dieselbe Potentialdifferenz zwischen diesen Punkten des Potentiometers herrschen.

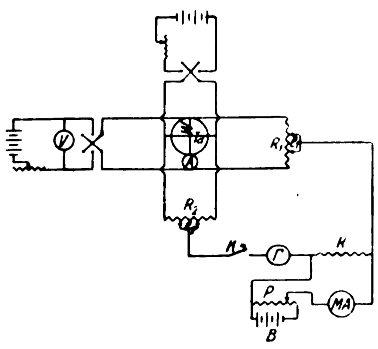


Abb. 2. Die Meßanordnung.

Wenn wir bei einer bestimmten Stromrichtung in den Fäden diese elektromotorische Kraft durch das Potentialgefälle entlang eines Fädchens kompensieren, indem wir den Kontakt auf dem Potentiometer entsprechend verschieben, so erhalten wir bei Kommutierung des Stromes in den Fädchen eine doppelte Potentialdifferenz, die man nach gewöhnlichen Methoden messen kann; d. h. wenn

$$e - e_1 + e' - e_1' + x = 0,$$

so wird

$$-e + e_1 - e' + e_1' + x = 2x.$$

Das Schaltungsschema ist ersichtlich aus der Abb. 2.

Um eine gleichmäßige Erwärmung des Wolframdrahtes zu sichern, haben wir lt. Abb. 3 sein Spektrum durch ein Prisma „à vision directe" beobachtet. In den Fällen, wo die Lötstelle

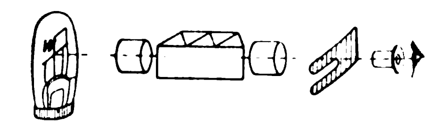


Abb. 3. Die Prüfung der Temperatur längs dem Wolframfaden.

kälter als die übrigen Teile des Fadens war, war der violette Teil des Spektrums nicht gleichmäßig in seiner Helligkeit, und die Stelle n, die dem Teile des Fadens entsprachen, die am nächsten zur Lötstelle lagen, erschienen dunkler als die übrigen Teile. Indem wir den zweiten Faden solange immer mehr erwärmten, bis das Spektrum gleichmäßig wurde, konnte man eine gleichmäßige Temperatur entlang des ganzen Fadens sichern.

Die Temperatur des Wolframfadens wurde nach der Skala von Langmuir ermittelt, und dabei werden die niedriger temperierten Teile desselben wie folgt berücksichtigt: Es wurden die Potentialdifferenzen an den Enden zweier verschieden langer Fädchen von gleichem Durchmesser gemessen, indem diese Fädchen durch ein und denselben elektrischen Strom geheizt wurden. Die Differenz der beiden Meßergebnisse entsprach dem Potentialgefälle längs eines gleichmäßig erhitzten Fädchens von einer Länge, die gleich der Differenz der Längen der beiden Fädchen war. Daraus konnte man leicht die Lichtenergie berechnen, die von einem Quadratzentimeter erhitzten Wolframs emittiert wird.

Die Ergebnisse der Messungen sind in der Tabelle 1 zusammengefaßt.

Damit unsere Meßergebnisse in einem Zusammenhang mit den Meßergebnissen in den Landoltschen Tabellen gebracht werden konnten, haben wir die thermo-elektrische Kraft desselben Paares bei niedrigeren Temperaturen innerhalb eines nichtevakuierten Quarzrohres gemessen. Hierzu wurde das thermo-elektrische Paar in ein

Tabelle 1.

W-Ta, $l = 50$ mm, $d = 0{,}05$ mm.

V	A	2 x m. V.	Watt/cm²	$T^0 K$	$T^0 C$	X m. Volt
0,95	0,15	17,8	1,89	1220	950	8,9
1,30	0,18	20,6	3,11	1330	1060	10,3
1,60	0,20	23,0	4,25	1430	1160	11,5
2,00	0,23	25,2	6,11	1520	1250	12,6
2,30	0,25	27,6	7,65	1590	1320	13,8
2,90	0,28	29,4	10,77	1700	1430	14,7
3,40	0,31	32,0	14,00	1790	1520	16,0
4,10	0,35	35,2	19,05	1900	1630	17,6
4,80	0,38	39,2	24,20	2000	1730	19,6
5,30	0,40	41,0	28,10	2060	1790	20,5
5,90	0,43	42,8	33,60	2140	1870	21,4
6,35	0,45	46,0	37,90	2200	1930	23,0
7,10	0,48	48,6	45,20	2280	2010	24,3
7,65	0,50	49,4	50,70	2330	2060	24,7
8,50	0,53	52,0	59,70	2420	2150	26,0
9,20	0,55	55,0	67,10	2480	2210	27,5
10,15	0,58	58,4	78,20	2560	2290	29,2
11,65	0,63	62,0	97,50	2690	2420	31,0
2,40	0,25	28,0	7,98	1600	1330	14,0
3,12	0,33	32,6	13,68	1780	1510	16,3
4,50	0,41	38,0	24,50	2000	1730	19,0
6,00	0,48	44,4	38,20	2200	1930	22,2
7,50	0,55	50,6	54,60	2370	2100	25,3
8,50	0,59	55,6	66,50	2480	2210	27,8
9,50	0,63	59,2	79,40	2570	2300	29,6
11,0	0,68	63,6	99,50	2700	2430	31,8

von einer Seite zugeschmolzenes Quarzrohr gebracht und das Rohr von außen elektrisch geheizt. Zur Messung der Temperatur wurde ein Platin-Nickel-Thermoelement verwendet, das vorher mit größter Sorgfalt innerhalb der Temperatur-Intervalle 80° — 0° C und 170° — 0° C geeicht wurde. Dabei wurde für das thermo-elektrische Paar

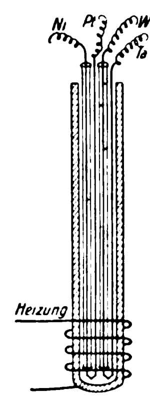


Abb. 4. Das Quarzrohr mit zwei Lötstellen.

Platin-Nickel aus unserem Material eine volle Übereinstimmung mit den Landoldtschen Tabellen festgestellt.

Beide thermo-elektrischen Paare Platin-Nickel und Wolfram-Tantal wurden voneinander durch Kapillarröhren aus Quarz isoliert und innerhalb eines breiten Quarzrohres möglichst dicht nebeneinander langsam erwärmt (Abb. 4).

Die elektromotorische Kraft der beiden Paare wurde nach der Kompensationsmethode gemessen; wir konnten feststellen, daß die Werte der elektromotorischen Kraft des Paares Wolfram-Tantal bis 400° C mit den Angaben der Landoldtschen Tabellen übereinstimmen. Bei weiterem Erwärmen erhielten wir Abweichungen, für die wir keine Erklärung finden konnten. Die Werte der elektromotorischen Kraft bei Temperaturen in der Nähe von 1000° C stimmen gut überein mit den Werten derselben elektromotorischen Kraft, die wir im Vakuum gemessen haben.

Die Ergebnisse sämtlicher Messungen sind durch Kurven auf Abb. 5 wiedergegeben.

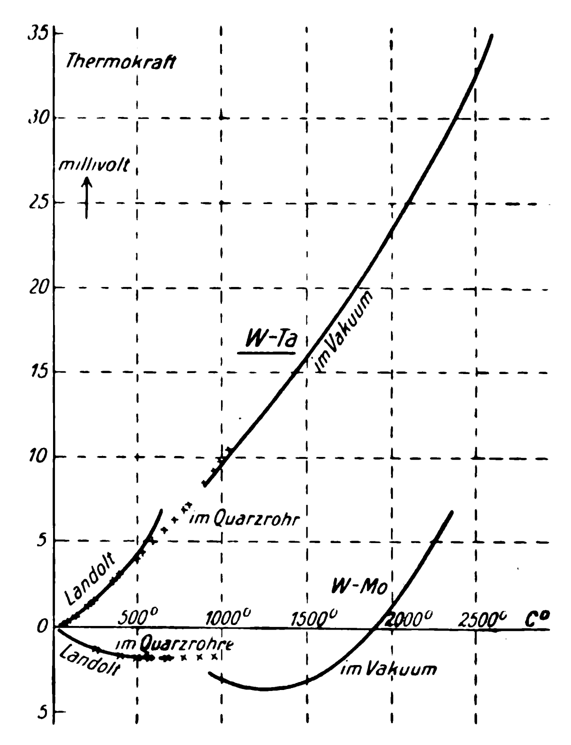


Abb. 5. Die Ergebnisse sämtlicher Messungen.

Nach derselben Methode haben wir Messungen an dem thermo-elektrischen Paar Wolfram-Molybdän ausgeführt. Es hat sich gezeigt, daß die elektromotorische Kraft dieses Paares ihr Vorzeichen bei 1900° C wechselt und im ganzen Bereich verhältnismäßig klein ist. Aus diesem Grunde hat dieses Paar kein praktisches Interesse; wir haben die entsprechenden Messungen nur roh ausgeführt, ohne die notwendigen Korrekturen an den Meßergebnissen vorzunehmen. Die Resultate sind im unteren Teil der Abb. 5 zusammengefaßt.

Unsere Meßergebnisse weichen von denen von Rohn (Zeitschrift für Metallkunde, VIII. H., 1924) ab; die Ursache dieser Divergenz konnten wir nicht feststellen.

Um die gefundenen Meßergebnisse zu kontrollieren, wäre es wünschenswert, die Temperaturen der Fädchen mit Hilfe eines optischen Pyrometers nachzumessen, was wir nicht durchführen konnten, da wir in unserem Laboratorium keins besitzen.

Zum Schluß betrachte ich es als meine Pflicht, Herrn B. A. Ostroumoff meinen Dank für die Leitung und Ratschläge, mit denen Herr O. während der Ausführung dieser Arbeit mir zur Seite stand, auszusprechen.

Zusammenfassung.

Die Thermoelektrische Kraft von W-Ta sowie W-Mo wurde im Vakuum und in einem Quarzrohr zwischen 100° bis 2500° C bestimmt.

(Eingegangen am 15. April 1926.)

Zur Frage der Strahlungseigenschaften und der Temperatur leuchtender Flammen.

Von Hermann Senftleben und Elisabeth Benedict.

Inhalt: Bericht über einige theoretische und experimentelle Untersuchungen, aus denen hervorgeht, daß leuchtende Kohlenstofflammen alle optischen Eigenschaften „trüber Medien" haben, und daß hierauf die Strahlungseigenschaften solcher Flammen zurückgeführt werden können. Angabe einer Methode zur Temperaturbestimmung leuchtender Kohlenstofflammen.

Bei einer Diskussion über die Temperaturbestimmung und die Strahlungseigenschaften leuchtender Kohlenstoffflammen, welche kürzlich in einer in dieser Zeitschrift erschienenen Abhandlung[1]) durchgeführt ist, wird u. a. die Frage erörtert, wie weit leuchtende Flammen infolge der in ihnen schwebenden Kohlenstoffteilchen die Eigenschaften trüber Medien zeigen. Im Anschluß daran möchten wir hier die Ergebnisse mehrerer Arbeiten zusammenstellen, in denen wir vor einigen Jahren die gleiche Frage behandelt haben.[2])

Bei diesen sowohl experimentell wie theoretisch durchgeführten Untersuchungen hat sich gezeigt, daß das optische Verhalten der Flamme wesentlich durch die Beugung des Lichtes an den in ihr enthaltenen Kohlenstoffteilchen bedingt ist. Es gelang, alle für ein „trübes Medium" charakteristischen Eigenschaften (seitlich abgebeugtes Licht, Polarisation desselben usw.) an der Flamme nachzuweisen und messend zu verfolgen. Auf Grund der von Mie[3]) auf der Basis der elektromagnetischen Lichttheorie entwickelten strengen Theorie der Optik trüber Medien haben wir unter Benutzung der von uns früher bestimmten optischen Konstanten der massiven Kohle[4]) die optischen Eigenschaften der Flamme rechnerisch festlegen und mit den experimentellen Ergebnissen in Beziehung setzen können.

Als Untersuchungsobjekt benutzten wir in den meisten Fällen eine Hefnerkerze. Diese Flamme wurde mit dem Lichte einer Bogenlampe bestrahlt und die Intensität des von der Flamme zerstreuten Lichtes in ihrer Abhängigkeit von der Richtung zum auffallenden Strahl gemessen. Aus der hieraus folgenden, für die Größe der Kohlenstoffteilchen sehr charakteristischen Ausstrahlungskurve konnte nach der Mieschen Theorie der Durchmesser der beugenden, in erster Näherung als kugelförmig betrachteten Teilchen zu 175 $\mu\mu$ festgelegt werden. Aus diesem Werte konnte ohne Zuhilfenahme weiterer Annahmen der Prozentsatz des polarisierten Anteils des abgebeugten Lichtes sowohl nach seinem absoluten Betrage wie auch nach seiner Abhängigkeit von der Richtung gegen das einfallende Licht berechnet und die Schwingungsebene des polarisierten Lichtes festgelegt werden. Diese theoretischen Ergebnisse stehen in bestem Einklang mit den experimentellen Untersuchungen dieser Größen, aus denen sich weiterhin der Schluß ziehen läßt, daß die optischen Eigenschaften des in der Flamme leuchtenden Kohlenstoffs die der amorphen Kohle und nicht die des Graphits, dessen Bildung in der Kohlenwasserstoffatmosphäre nicht ausgeschlossen ist, sind.

Die Untersuchung der Intensität des abgebeugten Lichtes in Abhängigkeit von der Wellenlänge zeigt eine starke Zunahme der Intensität nach kürzeren Wellenlängen hin, ein Ergebnis, welches sowohl qualitativ wie quantitativ mit der Theorie in Einklang steht.

Die über die Absorption von leuchtenden Flammen bereits von andern Autoren vorliegenden Resultate ergeben einen starken Anstieg der Absorption mit der Wellenlänge. Auf Grund von Temperatur- und Emissionsmessungen an der Flamme der Hefnerkerze sind wir ebenfalls zu einem derartigen Verlauf des Absorptionsvermögens gelangt, der im Gegensatz steht zu dem Verhalten der massiven Kohle, deren Absorptionsvermögen im gleichen Spektralgebiet annähernd konstant ist.[5]) Die theoretische Berechnung des Verlaufs des Absorptionsvermögens der Flamme (immer unter Voraussetzung der oben bestimmten Teilchengröße) ergibt gleichfalls einen starken Anstieg mit der Wellenlänge, der sich auch quantitativ mit dem experimentell gefundenen deckt, so daß das

[1]) A. Schack, Zeitschr. f. techn. Physik. **6** (1925), 530 (Lichttechnik-Heft).

[2]) H. Senftleben und E. Benedict, Ann. d. Physik. **60** (1919), 297 (hier weitere Literaturangaben) und Phys. Zeitschr. **19** (1918), 180.

[3]) G. Mie, Ann. d. Physik. **25** (1908), 377.

[4]) H. Senftleben und E. Benedict, Ann. d. Physik. **54** (1917), 65.

[5]) O. Lummer, Grundlagen, Ziele und Grenzen der Leuchttechnik. München 1918. S. 156.



abweichende optische Verhalten des Kohlenstoffs in der Flamme von dem des massiven Kohlenstoffs durch den fein verteilten Zustand desselben seine Erklärung findet.

Aus dem gemessenen Werte des Absorptionsvermögens der Flamme ließ sich die Zahl der in der Volumeneinheit enthaltenen Kohlenstoffteilchen bestimmen. Es ergab sich bei der Hefnerkerze der Wert: $9{,}8 \cdot 10^8$.

Dieser Wert gestattet eine Berechnung des Reflexionsvermögens der Flamme, das hiernach nur wenige Prozent betragen kann und dessen experimentelle Bestimmung zu Werten derselben Größenordnung führte.

Berechnet man so aus den auf optischem Wege bestimmten Konstanten der Flamme die Dichte des Kohlenstoffs in der Flamme so ergibt sich ein Wert ($4{,}8 \cdot 10^{-6}$), der mit einer direkten Bestimmung dieser Größe von A. Becker[6]) in sehr guter Übereinstimmung steht.

Aus den angeführten Ergebnissen ist zu folgern, daß die Eigenschaften leuchtender Flammen qualitativ wie quantitativ aus der Auffassung der Flammen als „trübe Medien" herzuleiten sind, und daß damit diese Annahme als bestätigt zu betrachten ist.

Was weiterhin die Frage der Temperaturbestimmung leuchtender Flammen betrifft, die ebenfalls in der eingangs zitierten Arbeit[7]) behandelt worden ist, so sei auf eine von uns angegebene Methode[8]) hingewiesen, die in den meisten Fällen anwendbar ist. Diese Methode beruht auf der Tatsache, daß an einem in eine leuchtende Flamme gebrachten Körper sich Ruß niederschlägt, wenn dieser Körper kälter als die Flamme ist. Um diese Tatsache zur Temperaturbestimmung zu verwenden, verfährt man folgendermaßen: In die Flamme wird ein Platindraht gebracht, der durch Zuführung von elektrischem Strom auf verschiedene Temperaturen geheizt werden kann. Durch Regulierung der Stromstärke läßt sich ein Temperaturpunkt finden, bei dessen Überschreitung keine Rußabscheidung mehr auftritt, unterhalb dessen aber die Rußabscheidung augenblicklich einsetzt. Bei dieser Stromstärke wird in einem Pyrometer, z. B. nach Holborn-Kurlbaum, die schwarze Temperatur des Drahtes gemessen und aus ihr auf Grund der Strahlungsgesetze und des bekannten Reflexionsvermögens des Platins seine wahre Temperatur bestimmt. Diese ist bis auf leicht anzubringende Korrektionen von wenigen Graden die wahre Temperatur der untersuchten Flamme. Für die Hefnerkerze ergab sich auf diese Methode eine Temperatur von 1690^0 abs., in guter Übereinstimmung mit andern z. T. auf indirektem Wege gefundenen Werten.

6) A. Becker, Ann. d. Physik. **28** (1909), 1017.
7) Zeitschr. f. techn. Physik. **6** (1925), 530.
8) Phys. Zeitschr. **19** (1918), 180.

Zusammenfassung.

Das optische Verhalten leuchtender Kohlenstofflammen ist durch die Beugung des Lichtes an den in ihnen enthaltenen Kohleostoffteilchen bedingt. Es kann die Größe dieser Teilchen sowie ihre Zahl pro Volumeneinheit ermittelt werden, und es lassen sich daraus alle optischen Eigenschaften der Flammen (Emission, Absorption, Zerstreuung des Lichtes sowie Polarisationszustand desselben) auf Grund der Beugungstheorie berechnen. Mit diesen Rechnungen stehen die experimentellen Resultate in gutem Einklang.

Ausgehend von der Tatsache, daß sich an einem in eine leuchtende Flamme gebrachten Körper Ruß niederschlägt, solange der Körper kälter als die Flamme ist, wird eine Methode zur Temperaturbestimmung leuchtender Flammen angegeben. Für die Hefnerkerze ergibt sich eine Temperatur von 1690^0 abs.

Marburg (Lahn), Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen am 24. April 1926.)

Über die vom Schiff hervorgerufene Funkfehlweisung und ihre Beseitigung.

Von F. A. Fischer.

(Bericht über den am 12. Februar 1926 vor der Ortsgruppe Kiel der Deutschen Gesellschaft für technische Physik gehaltenen Vortrag.)

Inhalt: Es wird eine Theorie der Funkbeschickung gegeben und Kompensationsmethoden beschrieben. Auf die Analogie mit Deviationtheorie des Magnetkompasses wird hingewiesen. Der Einfluß von Krängung und Längsneigung wird untersucht.

Ein Schiff ruft vermöge seiner Rückstrahlung eine Ablenkung der elektromagnetischen Wellen hervor. Dies kommt dadurch zum Ausdruck, daß man mit dem Bordpeiler eine von der wahren (optischen) Peilung p um die „Funkbeschickung" f abweichende Funkseitenpeilung (das ist der Winkel zwischen der Richtung nach vorn im Schiff und der mit dem Bordfunkpeiler gefundenen Herkunftsrichtung einer Funkwelle) $q = p - f$ erhält. Die Funkbeschickung ist also der von der gleichbleibenden Umgebung eines Funkpeilers hervorgerufene systematische Anteil der Funkfehlweisung. Nur dieser soll hier betrachtet werden.

Die Erfahrung zeigt, daß in der Fourierschen Reihe für f als Funktion von q

$$\left.\begin{aligned} f = A + B \sin q + C \cos q + D \sin 2q \\ + E \cos 2q + F \sin 3q + G \cos 3q \\ + K \sin 4q + L \cos 4q + \dots \end{aligned}\right\} \quad (1)$$



der Koeffizient D alle anderen weit überwiegt und positiv ist. Für das Linienschiff „Braunschweig" z. B. ist bei $\lambda = 1000$ m

$$A = -0{,}62^0 \quad B = 1{,}38^0$$
$$D = 11{,}37^0 \quad K = 1{,}04^0$$

während die anderen alle unter $0{,}3^0$ absolut liegen. Auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff „Meteor" ereignete es sich jedoch, daß nach Anbringung von Raaen an den Vormast der vorher positive Beiwert D negativ geworden war. Dies brachte sofort den Gedanken nahe, Leitergebilde so zu bauen, daß die Funkbeschickung gerade kompensiert ist. Auf Veranlassung von Herrn Ministerialrat Prof. Dr. Maurer, der sofort diese Möglichkeit einer physikalischen Kompensierung des Peilers erkannte, wurden von der Reichsmarine zum Teil gemeinsam mit der Telefunken-Gesellschaft für drahtlose Telegraphie (Herrn Obering. Leib) systematische Versuche über die Funkstrahlablenkung von Antennen und Schleifen gemacht. (Näheres über die angestellten Rechnungen und Versuche siehe Prof. Dr. H. Maurer, Berlin und Dr. F. A. Fischer, Kiel: „Die vom Schiff hervorgerufene Funkfehlweisung und ihre Kompensation" in E. T. Z. 1925, Heft 51, S. 1901 oder Annalen der Hydrographie 1926, S. 13.)

Das Ergebnis ist folgende „Funkbeschikkungstheorie des Bordpeilers":

Die Ursachen für ein A sind bei symmetrischer Aufstellung des Peilers nicht elektrischer, sondern mechanischer Natur und lassen sich durch richtige Justierung der Geräte beseitigen.

Hochantennen und als solche wirkende Gebilde wirken auf den Bordpeiler wie ein fester Magnetpol auf den Magnetkompaß. Sie erzeugen B- und C-Werte und können durch Hochantennen kompensiert werden.

Das Schiff wirkt im wesentlichen wie eine große Längsschiffsschleife induktiven Widerstands in deren Außenfeld der Peiler steht. Die Funkbeschickung einer solchen Schleife wird durch die Formel

$$\operatorname{tg} f = \frac{\mathfrak{D} \sin 2q}{1 - \mathfrak{D} \cos 2q} \tag{2}$$

oder näherungsweise

$$f^0 = D \sin 2q + K \sin 4q, \tag{3}$$

wo

$$\sin K = \tfrac{1}{2} \sin^2 D \tag{4}$$

und

$$\sin D = \mathfrak{D}$$

ist, dargestellt. Sie wirkt also auf den Bordpeiler wie symmetrisch verteiltes Weicheisen auf den Magnetkompaß. Mit einem D-Wert ist also immer ein K-Wert nach (4) verbunden. Der nach (4) berechnete K-Wert (für „Braunschweig" $1{,}12^0$) stimmt mit dem tatsächlich gemessenen annähernd überein. Das Rückstrahlfeld der Schleife ist nur dann mit dem Feld der ankommenden Welle zeitlich in Phase, wenn ihr Widerstand rein induktiv oder rein kapazitiv ist. Nur dann wirkt sie rein ablenkend. Sonst entstehen Drehfelder, die das Minimum abdecken. In praxi genügt es, wenn die Schleife etwa 30 % gegen die Peilwelle verstimmt ist. Eine rein induktive Längsschleife erzeugt ein frequenzunabhängiges positives D, wenn der Peiler im Außenfeld der Schleife steht. Das D einer rein kapazitiven Schleife ist frequenzabhängig und bei derselben Peilerstellung negativ.

Schon früher (Annalen der Hydrographie 1924, Heft IX, S. 210) hatte Prof. Maurer eine mechanische Methode der Kompensation entworfen, bei der die Ablesung am Funkpeilkreis um einen Winkel

$$f = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\mathfrak{D} \sin 2q}{1 - \mathfrak{D} \cos 2q}$$

geändert wird. Die elektrische Methode der Kompensation besteht darin, daß man eine Längsschiffsschleife um den Peiler baut, die bei genügend kleiner Rückwirkung (kleiner als 1 ‰) auf den Rahmenkreis so bemessen ist, daß sie das Rückstrahlfeld des Schiffes gerade aufhebt. Bei beiden Methoden wird also der D-Wert mit dem K-Wert zusammen kompensiert. Auch mit einer Querschiffsschleife kann man die Funkbeschickung des Schiffes kompensieren. Man hebt dabei aber nicht wie im Falle der kompensierenden Längsschleife das Störfeld auf, sondern dreht es in die Richtung des Feldes der einfallenden Welle.

Der E-Wert ist immer sehr klein. Er könnte leicht durch eine unter 45^0 stehende Schleife oder dadurch, daß man die Kompensationsschleife für den D-Wert etwas aus der Mittschiffsebene herausdreht, kompensiert werden.

Die vom Schiff um seine Takelage hervorgerufene Funkfehlweisung ist also genau so wie die vom Schiff hervorgerufene Deviation des Magnetkompasses kompensierbar, in praxi bis auf Reste von etwa $\pm 2^0$. Während sich jedoch die Kompaßdeviation mit der Zeit ändert, ist die Funkbeschickung völlig konstant. Sie braucht also erst dann wieder neu aufgenommen bzw. neu kompensiert zu werden, wenn bauliche Änderungen insbesondere an hochführenden Leiterteilen stattgefunden haben.

Es besteht weitgehende Analogie mit der Deviationstheorie des Magnetkompaß. Es entspricht die Funkbeschickung f der Deviation δ, die Funkseitenpeilung q dem Kompaßkurs z, die wahre Seitenpeilung p dem mißweisenden Kurs ζ.

Summiert man die elektromagnetischen Rückstrahlkräfte aller ablenkenden Gebilde des Schiffes, die man in solche, die wie Hochantennen und solche, die wie Schleifen wirken, einteilen kann,



so erhält man folgenden geschlossenen Ausdruck[1]):

$$\operatorname{tg} f = \frac{\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\sin p + \mathfrak{C}\cos p + \mathfrak{D}\sin 2p + \mathfrak{E}\cos 2p}{1 + \mathfrak{B}\cos p - \mathfrak{C}\sin p + \mathfrak{D}\cos 2p - \mathfrak{E}\sin 2p} \quad (5)$$

der der bekannten grundlegenden allgemeinen Formel analog ist, die die Deviation δ eines Magnetkompasses in Abhängigkeit vom mißweisenden Kurs ζ darstellt.

Bei der Funkpeilung ist die Veränderliche der Steuerbordwinkel p zwischen der im Schiff festen Nullrichtung recht voraus und der bei Schiffsdrehung sich ändernden Seitenrichtung des einkommenden Funkstrahls; bei der Magnetkompaßdeviation ist die Veränderliche der Winkel ζ zwischen der auf der Erde festen magnetischen Nordrichtung als Nullrichtung und der bei der Schiffsdrehung sich ändernden Kursrichtung des Schiffes.

Untersucht man den Einfluß einer Schiffskrängung auf den Verlauf der Funkbeschickung (siehe F. A. Fischer: „Die Funkbeschickung bei gekrängtem Schiff", Annalen der Hydrographie 1926, Heft III), so ergibt sich, daß auch bei gekrängtem Schiff die Funkbeschickung als Funktion der Funkseitenpeilung den durch Formel (2) dargestellten viertelkreisigen Charakter eines „reinen $\mathfrak{D}$" hat. Es besteht aber dabei keine Analogie zum Magnetkompaß. Die Funkbeschickung hat für Backbord- und Steuerbordkrängung dasselbe Vorzeichen, während die Krängungsdeviation des Magnetkompasses sich bei Backbord- und Steuerbordkrängung im entgegengesetzten Sinne ändert.

Auch bei längsgeneigtem Schiff (siehe F. A. Fischer: „Die Funkbeschickung bei längsgeneigtem Schiff", Annalen der Hydrographie 1926, Heft IV) hat die Funkbeschickung als Funktion der Funkseitenpeilung den viertelkreisigen Charakter eines „reinen $\mathfrak{D}$". Auch hier besteht keine Analogie zum Magnetkompaß. Während die Funkbeschickung für vorliche und achterliche Neigung dasselbe Vorzeichen hat, ändert sich die durch Längsneigung hervorgerufene Deviation des Magnetkompasses bei vorlicher und achterlicher Neigung im entgegengesetzten Sinne.

Während im allgemeinen die Funkbeschickung durch Krängung kleiner wird, wird sie durch Längsneigung größer.

[1]) Die Herleitung dieser allgemeinen Funkbeschickungsformel erscheint demnächst in den Annalen der Hydrographie.

(Eingegangen am 17. Mai 1926.)

Über einige spezielle magnetische Meßmethoden.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Von W. Steinhaus.[1])

Inhalt: Mitteilung über einige neue Methoden, die zur Messung der Anfangspermeabilität von Drahtproben und von Epsteinbündeln, ferner der wahren Remanenz von Epsteinproben und von fertigen Hufeisenmagneten sowie der Koerzitivkraft dienen, und über einige mit diesen Methoden gemachten Erfahrungen.

In den letzten Jahren hat sich das Bedürfnis herausgestellt, die zur Bestimmung der Eigenschaften ferromagnetischer Materialien gebräuchlichen Meßmethoden nach manchen Richtungen abzuändern und zu ergänzen. Das hat seinen Grund einmal darin, daß in neuerer Zeit Materialien entdeckt worden sind (wie z. B. bestimmte Nickeleisenlegierungen), deren Eigenschaften von den bisher bekannten soweit abweichen, daß sie mit den gebräuchlichen Methoden nicht befriedigend gemessen werden können. Dann aber hat sich auch der Verwendungsbereich bestimmter Materialien in der Praxis erweitert, so daß Eigenschaften festgestellt werden mußten, die man an Körpern dieser Art oder Form sonst nicht zu messen pflegte. Und schließlich hat sich auch aus der Fabrikation heraus das Bedürfnis eingestellt, am fertigen Fabrikat (wie z. B. bei permanenten Magneten) gelegentlich die magnetischen Eigenschaften noch wieder zu kontrollieren, was nur selten in der üblichen Weise durchführbar sein dürfte.

Im folgenden soll eine kurze, zusammenfassende Darstellung dieser ergänzenden bzw. neuen Methoden gegeben werden.

1. Messung hoher Anfangspermeabilitäten an geringen Materialmengen.

a) Ziel. Zur Bestimmung der Anfangspermeabilität μ_0 mißt man die Permeabilität $\mu = \mathfrak{B}/\mathfrak{H}$ für eine Reihe verschiedener, niedriger Feldstärken, trägt die erhaltenen Werte in der Abhängigkeit von $\mathfrak{H}$ auf und extrapoliert auf den Wert, der sich für $\mathfrak{H} = 0$ ergeben müßte. Dabei ist es zunächst gleichgültig, ob man die μ-Werte aus dem Anfang der Nullkurve oder dem der Kommutierungskurve gewinnt; die in beiden Fällen erhaltenen μ_0 stimmen in den Grenzen der erreichbaren Genauigkeit überein. Praktisch wird man daher die der Kommutierungskurve entnommenen μ-Werte zur Extrapolation verwenden, da hier bei gleicher Ablesegenauigkeit kleinere Feldstärken benutzt werden können und ein aus nicht ganz vollkommener Ent-

[1]) Ein großer Teil der Messungen wurde von den Herren E. Schoen und R. Steinhagen ausgeführt.



magnetisierung herrührender Fehler wesentlich kleiner ist.

Die Bestimmung von $\mathfrak{B}$ macht keinerlei Schwierigkeiten; sie geschieht entweder magnetometrisch oder ballistisch. Die Feldstärke $\mathfrak{H}$ dagegen ist nicht so einfach festzustellen, weil die Jochmethoden keine Verwendung finden können; Ring- und Ellipsoidmethode sind aber sehr umständlich und für laufende Messungen daher ungeeignet.

Aus diesen Gründen haben Gumlich und Rogowski[2]) eine Methode ausgearbeitet, bei der freie zylindrische Stäbe in freier Spule verwendet werden. Die Stäbe haben immer ein Dimensionsverhältnis (Länge: Durchmesser) von 55,0. Die daran erhaltenen Induktionsausschläge werden zunächst reduziert auf Ausschläge, wie man sie an einem Rotationsellipsoid von gleichem Dimensionsverhältnis und vom gleichen Material erhalten würde.

Der Reduktionsfaktor a ist durch vergleichende Messungen an den verschiedensten Materialien bei bestimmten äußeren Feldstärken $\mathfrak{H}'$ bekannt. Er ist natürlich von der jeweiligen Permeabilität abhängig; bei $\mu = 1$ ist auch $a = 1$. Für $\mu = \infty$ läßt er sich leicht in der Weise bestimmen, daß man bei einer niedrigen Feldstärke, die eine „ideale" Induktion[3]) von etwa 1000 bis 2000 CGS ergibt, an einem Stab und einem Ellipsoid genau gleicher Länge und gleichen Durchmessers diese ideale Induktion durch Abziehen einer Prüfspule mißt; das Verhältnis der beiden Ausschläge ist dann der gesuchte Reduktionsfaktor a. Er ergibt sich zu $0{,}84_2$. Bei dieser Bestimmung ist natürlich darauf zu achten, daß man innerhalb desjenigen Gebietes bleibt, in dem die ideale Permeabilität mit Sicherheit noch unendlich groß ist.

Der Faktor a schwankt also überhaupt nur innerhalb verhältnismäßig enger Grenzen; aus Kurvenscharen, die aus der Erfahrung gewonnen sind, läßt er sich immer mit genügender Genauigkeit entnehmen. Je höher die Permeabilität ist, um so weniger ändert er sich, so daß die Unsicherheit seiner Annahme, gerade bei Materialien mit hoher Anfangspermeabilität keine wesentliche Rolle spielt.

Nachdem diese Reduktion durchgeführt ist, werden die Induktionsausschläge genau ebenso weiterbehandelt, als ob sie unmittelbar an einem Ellipsoid erhalten wären. Man berechnet die Induktion $\mathfrak{B}$ und daraus die Magnetisierungsintensität $\mathfrak{J}$. Der Entmagnetisierungsfaktor ist für ein Ellipsoid vom Dimensionsverhältnis 55,0 leicht auszurechnen als $N = 0{,}01538$. Dann ist die wahre Feldstärke

$$\mathfrak{H} = \mathfrak{H}' - N\mathfrak{J}. \qquad (1)$$

Diese Art der Bestimmung hat sich für Materialien, deren μ_0 die Größe von etwa 1000 nicht überschreitet, gut bewährt. Daß sie aber um so ungenauer wird, je größer die Permeabilität ist, kann man sehen, wenn man in Gl. (1) $\mathfrak{J}$ durch $\varkappa\mathfrak{H}$ ersetzt und umformt. Man erhält dann

$$\frac{\mathfrak{H}}{\mathfrak{H}'} = \frac{1}{1 + \varkappa N}. \qquad (2)$$

Die wahre Feldstärke als Bruchteil der äußeren wird also mit wachsender Suszeptibilität immer kleiner; sie ist für $\varkappa = 500$, einem z. B. bei Nickeleisenlegierungen häufig vorkommenden Wert, nur noch etwa $^1/_9$, oder anders ausgedrückt, alle Unsicherheiten der Bestimmung von $\mathfrak{J}$ gehen hier schon mit dem 8—9-fachen Betrage in den Wert von $\mathfrak{H}$ und damit auch in den von μ ein.

Aus Gl. (2) folgt aber auch, daß nur durch Verkleinerung von N, also Vergrößerung des Dimensionsverhältnisses eine größere Genauigkeit erreicht werden kann.

b) Methode und Apparate. Es wäre erwünscht, das Dimensionsverhältnis so zu wählen, daß $\mathfrak{H}/\mathfrak{H}'$ nicht kleiner wird als etwa $^3/_4$; d. h. bei einem $\varkappa = 1000$, das immerhin vorkommen könnte, dürfte N nicht größer sein als 0,0003 oder das Dimensionsverhältnis müßte ungefähr 500 betragen. Das bedeutet aber, daß der Durchmesser nur 1 mm sein darf, wenn man mit der Länge aus praktischen Gründen nicht über 50 cm hinausgehen will.

Diese Form hat den großen Vorteil, daß nur geringe Materialmengen zur Messung nötig sind. Freilich kann bei einem so kleinen Durchmesser die Induktion nicht mehr mit dem ballistischen Galvanometer genügend genau gemessen werden. Man muß vielmehr zu einer Wechselstrommethode unter Benutzung des sehr empfindlichen Vibrationsgalvanometers von Schering und Schmidt[4]) greifen, und zwar verwendet man dieses zweckmäßig als Nullinstrument in einer Kompensationsschaltung. Aus den vielfachen Versuchen, bei denen mich Herr Schering in dankenswertester Weise beraten hat, ergab sich schließlich die in Abb. 1 dargestellte Anordnung als sehr geeignet.

Die Frequenz des Wechselstromes wurde möglichst niedrig gewählt, um Fehler durch den magnetischen Hauteffekt zu vermeiden. Aus weiter unten zu erörtenden Gründen erschien es aber nicht ratsam, unter 20 per/s herunterzugehen.

Der Primärkreis (stark ausgezogen) besteht aus dem induktionsfreien Vorschaltwiderstand R_V, der zur Einstellung der erwünschten Feldstärke dient, und der Magnetisierungsspule (I), die aus Metall-

[2]) E. Gumlich u. W. Rogowski, Ann. d. Phys. (4) **34** (1911), 235; Elektrot. Zeitschr. **29** (1911), 180.

[3]) W. Steinhaus u. E. Gumlich, Arch. f. El. **4** (1915), 149; Verh. d. D. Phys. Ges. **17** (1915), 369.

[4]) H. Schering u. R. Schmidt, Zeitschr. f. Instr. **38** (1918), 1.

band auf ein Glas- oder Porzellanrohr von etwa 1 m Länge so gewickelt ist, daß die Feldstärke in Gauß annähernd numerisch gleich dem durchfließenden Strome in Ampere wird. Die genaue Feldkonstante war $1{,}05_5$.

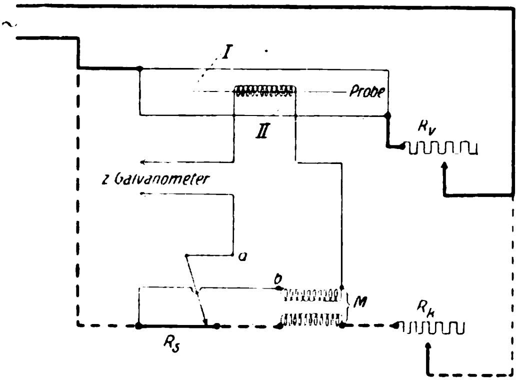


Abb. 1. Anordnung zur Messung der Anfangspermeabilität an Drahtproben.

Im Sekundärkreis (schwach ausgezogen) denke man sich zunächst die beiden Punkte *a* und *b* miteinander verbunden. Die Sekundärspule (II) hat 1934 Windungen 0,2 mm starken, emaillierten Kupferdrahtes, die auf eine möglichst dünnwandige Glaskapillare vom inneren Durchmesser 1,2 mm aufgewickelt sind. Auf die Enden der Kapillare sind Hartgummiflansche aufgesetzt, die in ein etwa 10 mm weites, starkwandiges Glasrohr eingekittet sind, um der Spule die nötige Stabilität zu geben. Die Wicklungslänge beträgt 80 mm.

In diese Sekundärspule ist die 1 mm starke und 50 cm lange Drahtprobe hereingesteckt, und es ist durch Zentriervorrichtungen dafür gesorgt, daß die Probe möglichst spannungsfrei in der Achse der Spule I liegt.

Außer der Spule befinden sich im Sekundärkreis noch das Vibrationsgalvanometer und die Sekundärwicklung einer „gegenseitigen Induktivität", deren Primärwicklung über einen regulierbaren, induktionsfreien Widerstand R_K mit an die Primärspannung angeschlossen ist (gestrichelte Linie).

Die Messung der an den Enden von II induzierten EMK (E_{II}) geschieht so, daß durch Regulieren von R_K an M eine genau ebenso große EMK entgegengesetzter Richtung induziert wird, was man am Verschwinden des Galvanometerausschlages erkennt. Die gesuchte EMK berechnet sich leicht aus der Größe der Primärspannung, der von R_K und von M, und aus ihr wieder in bekannter Weise die Maximalinduktion $\mathfrak{B}$ mit Hilfe der Windungszahl n_{II} der Spule II, des Formfaktors f, der Periodenzahl p und des Querschnittes q des Probedrahts.

Man findet dann unter der Annahme, daß in diesen Fällen Spannung und Strom genügend rein sinusförmig sind (eine Annahme, die den bestehenden Verhältnissen durchaus entsprach), bei einem Koeffizienten der gegenseitigen Induktion $M = 1{,}00 \times 10^{-4}$, einem Gleichstromwiderstand derselben von 74 Ohm und einem Probendurchmesser von 1,00 mm für die unkorrigierte Permeabilität

$$\mu' = \frac{\mathfrak{B}_{max}}{\mathfrak{H}'_{max}} = 625 \frac{R_V}{R_K + 74}.$$

Die Primärspannung betrug etwa 40 Volt, die Größe von R_V konnte von 4000 bis 100000 Ohm variiert werden.

Da wegen der verschieden großen Verluste die Spannungen an II und M nicht genau um 180^0 gegeneinander verschoben sind, wurde mittels eines Schleifdrahtes R_S aus dem Kompensationskreis eine kleine Spannung abgegriffen und dem Sekundärkreis in der in der Abbildung (zwischen *a* und *b*) angedeuteten Weise zugeführt. So konnte das Vibrationsgalvanometer durch gleichzeitiges Regulieren von R_K und R_S in allen Fällen vollständig zur Ruhe gebracht werden.

In manchen Fällen wurde mit dieser Anordnung schon genügend genau gemessen. Oft aber wäre eine noch 10 bis 100 mal größere Empfindlichkeit erwünscht gewesen. Diese hat sich dadurch erreichen lassen, daß dem Vibrationsgalvanometer eine Zweiröhrenverstärkung vorgeschaltet wurde. Die prinzipielle Anordnung ist die gleiche, wie die der gewöhnlichen Niederfrequenzverstärker. Da der Wechselstromwiderstand des Eingangs-, Zwischen- und Ausgangstransformators mit dem inneren Röhrenwiderstand der Größe nach vergleichbar sein muß, waren bei der niedrigen Frequenz von 20 per/s schon recht große Transformatoren erforderlich. Aus diesem Grunde war es auch unzweckmäßig, zu noch kleineren Frequenzen herunterzugehen.

Als Eingangs- und Ausgangstransformator wurden zwei Spannungswandler von Siemens-Schuckert (60 und 130 VA) verwendet, der erstere in Richtung 110/15000, der zweite in Richtung 15000/110. Der Zwischentransformator besaß auf einem ebensolchen Kern zwei Wicklungen von je 18000 Windungen, hatte also ein Übersetzungsverhältnis von 1 : 1.

Auf diese Weise konnte verhältnismäßig leicht die etwa 100-fache Empfindlichkeit erreicht werden. Freilich ist für diese noch eine Reihe von Vorsichtsmaßregeln zu treffen. So ist dafür zu sorgen, daß die Verstärkungsanordnung in nicht zu kleiner Entfernung von den Spulen und Widerständen steht. Ferner darf der Anodenstrom nicht die geringsten Schwankungen zeigen; es erwies sich schließlich eine große Experimentierbatterie (von etwa 150 A Entladestromstärke) als die geeignetste Anodenstromquelle, während kleinere Batterien, selbst neue, nach kürzerer oder längerer Zeit ver-

sagten, was an der Unruhe des Galvanometerlichtzeigers zu erkennen war. Diese Störungsempfindlichkeit ist so groß, daß während der Messung über dieselbe Schalttafel kein anderer Gleichstrom geleitet werden darf, der nicht ganz konstant ist, der also z. B. einen Gleichstrommotor antreibt. Auch andere elektromagnetische Störungen mußten vermieden werden; so war es nötig, aus einem Nebenraum einen älteren Aronzähler zu beseitigen, der sich von Zeit zu Zeit selbsttätig aufzieht.

Nach Beseitigung aller Störungen aber konnte eine Einstellgenauigkeit von weniger als 1 Promille erreicht werden.

c) Korrektionen. Aus den bei verschieden großen $\mathfrak{H}'$ erhaltenen Werten von μ' ergibt sich in bekannter Weise durch graphische Extrapolation auf $\mathfrak{H}' = 0$ die unkorrigierte Anfangspermeabilität μ_0'.

Da der Windungsquerschnitt q' der Spule II größer ist als der Querschnitt q der Probe, muß für die in der Luft verlaufenden Feldlinien, welche die Spule II mit umschlingt, eine Korrektion angebracht werden. Unter der (allerdings nicht genau zutreffenden) Annahme, daß außerhalb der Probe die Feldstärke in der Spule II überall gleich $\mathfrak{H}'$ ist, beträgt die an μ' anzubringende Korrektur $\varphi = -\left(\frac{q'}{q} - 1\right)$; sie war im vorliegenden Falle gleich -9, eine Größe, die nur bei verhältnismäßig niedrigen Anfangspermeabilitäten ins Gewicht fällt.

Ferner ist eine Berichtigung wegen der durch den Schleifdraht zugeführten Zusatzspannung nötig. Der Korrektionsfaktor P berechnet sich leicht, wenn man berücksichtigt, daß die Summe der Spannungen im Sekundärkreis auf Null gebracht wird. Man erhält

$$P = \sqrt{1 + \frac{R_S^2}{\omega^2 M^2}}.$$

Da der Durchmesser der Probe natürlich nicht genau 1 mm ist, muß schließlich μ_0' noch zur Korrektion auf den richtigen Querschnitt mit $\frac{0{,}01}{d^2}$ multipliziert werden.

Wir haben also bisher

$$\mu_0'{}_{(\text{korr})} = \frac{0{,}01 \cdot P \cdot (\mu_0' - \varphi)}{d^2}.$$

Dieser korrigierte Wert für μ_0', der mittels der ungescherten äußeren Feldstärke $\mathfrak{H}'$ berechnet ist, muß nun noch auf die wahre Feldstärke $\mathfrak{H}$ umgerechnet werden; das geschieht durch Multiplikation mit $\mathfrak{H}'/\mathfrak{H}$. Aus Gl. (2) folgt

$$\frac{\mathfrak{H}'}{\mathfrak{H}} = 1 + \varkappa_0 N,$$

also

$$\mu_0 = \frac{\mathfrak{H}'}{\mathfrak{H}} \mu_0'{}_{(\text{korr})} = (1 + \varkappa_0 N)\, \mu_0'{}_{(\text{korr})},$$

$$= \left(1 + \frac{N}{4\pi} \mu_0\right) \mu_0'{}_{(\text{korr})};$$

daraus ergibt sich schließlich

$$\mu_0 = \frac{\mu_0'{}_{(\text{korr})}}{1 - \frac{N}{4\pi} \mu_0'{}_{(\text{korr})}}. \qquad (3)$$

Der Entmagnetisierungsfaktor N kann hier für einen Draht mit dem Dimensionsverhältnis 500 unbedenklich dem eines langgestreckten Ellipsoids von demselben Dimensionsverhältnis gleichgesetzt werden; er ist also leicht zu berechnen.

Diese Methode hat sich inzwischen bei weit über tausend Messungen als recht zuverlässig, rasch und bequem erwiesen. Sie ist genauer, als die Reproduzierbarkeit oft aus anderen Gründen ist, die im Verhalten der Anfangspermeabilität selbst liegen.

2. Messung der Anfangspermeabilität von Eisenblechen.

Neuerdings wurde mehrfach die Feststellung der Anfangspermeabilität von Eisenblechen beantragt. Da diese Größe nun gegen mechanische Einflüsse äußerst empfindlich ist und besonders durch eine außerelastische Deformation stark herabgedrückt wird, so war es von vornherein klar, daß aus den Blechtafeln genügend breite Proben hergestellt sein mußten, damit die durch das Schneiden gehärtete Randzone gegen das unveränderte Material nicht ins Gewicht fällt.

Am zuverlässigsten wäre nun die Untersuchung des Materials in Form von hinreichend breiten, aus den Blechtafeln herausgestanzten Ringen. Aber sowohl das Ausstanzen sowie auch die spätere Bewicklung sind sehr unbequem; zudem werden ohnehin von allen Blechen, deren Eigenschaften man zu wissen wünscht, zur Verlust- und Magnetisierbarkeitsmessung Epsteinproben hergestellt. So entstand die Frage, ob nicht an solchen Epsteinproben mit genügender Genauigkeit auch die Anfangspermeabilität zu messen wäre.

Dazu bieten sich zunächst zwei Wege: Die Bestimmung könnte im Epsteinschen Apparat, also im fast geschlossenen magnetischen Kreise, oder aber an den Einzelbündeln in freier Spule ausgeführt werden. Der erste Weg würde kleinere, aber nicht leicht angebbare, der zweite große, aber verhältnismäßig gut bekannte Korrektionen bedingen.

a) Bestimmung im Epsteinschen Apparat. Die Messungen wurden in einer von Gumlich



und Rogowski[5]) angegebenen Form des Epsteinschen Apparates vorgenommen, bei welcher sowohl Induktion wie auch Feldstärke nur in der Mitte der Bündel gemessen werden, um von dem Einfluß der Streuung in den Ecken des Apparates möglichst frei zu bleiben. Beide Größen werden mittels des ballistischen Galvanometers bestimmt, die Induktion durch eine 5 cm lange, das Bündel umschließende Spule von 26 Windungen, die Feldstärke mittels je vier auf der Eisenoberfläche liegenden ebenso langen Flachspulen bei jedem Bündel. Während nun bei extrem kleinen Feldstärken diese Methode der Induktionsbestimmung noch vollständig ausreicht, sind Feldstärken bis herunter zu etwa $^1/_{100}$ Gauß und weniger nicht mehr zu messen, es sei denn, daß man ein Panzergalvanometer ballistisch verwenden würde. Das ist aber nur unter großen Vorsichtsmaßregeln bei gelegentlichen wissenschaftlichen Messungen, nicht aber bei technischen Messungen im Fabrikationsbetrieb möglich.

Es bleibt also nichts anderes übrig, als von der aus Gesamtamperewindungszahl und Eisenweg berechneten Feldstärke $\mathfrak{H}'$ auszugehen und deren Korrektion zu versuchen. Das wird dadurch erleichtert, daß es nicht nötig ist, jeden der benutzten Werte $\mathfrak{H}'$ oder auch $\mu' = \frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{H}'}$ zu verbessern, sondern es kann aus den für verschiedene Feldstärken $\mathfrak{H}'$ gewonnenen μ'-Werten zunächst der Wert $\mu_0' = \left[\frac{\mathfrak{B}}{\mathfrak{H}'}\right]_{\mathfrak{H}'=0}$ extrapoliert und dieser dann korrigiert werden. Da nun

$$\mu_0 = \mu_0' \left[\frac{\mathfrak{H}'}{\mathfrak{H}}\right]_{\mathfrak{H}'=0}$$

ist, so kommt es hier nur darauf an, den Wert

$$\left[\frac{\mathfrak{H}'}{\mathfrak{H}}\right]_{\mathfrak{H}'=0}$$

für die wichtigsten Blechsorten einmal zu ermitteln. Das kann im Gumlich-Rogowskischen Apparat geschehen, wenn man als ballistisches Instrument zur direkten $\mathfrak{H}$-Messung ein Panzergalvanometer benutzt.

So ergab sich der aus längeren Meßreihen extrapolierte Korrektionsfaktor $\left[\frac{\mathfrak{H}'}{\mathfrak{H}}\right]_{\mathfrak{H}'=0}$ bei legiertem Blech zu 1,08, bei normalem Blech zu 1,03. Da mit den Gumlich-Rogowskischen Spulen die Feldstärke etwas zu hoch gemessen wird und zwar um Beträge, die im wesentlichen von der jeweiligen Permeabilität abhängen und die sich leicht bei annähernd derselben Permeabilität in hohen Feldstärken bestimmen lassen, so sind die Korrektionsfaktoren um dieselben prozentischen Beträge zu erhöhen: für legiertes Blech um 3,5% auf $1{,}11_5$, für normales Blech um 1% auf 1,04.

[5]) E. Gumlich und W. Rogowski, Elektrotechn. Zeitschr. **30** (1912), 262.

Als Beispiel sind in Abb. 2 die unkorrigierten Werte μ' für ein legiertes Blech (7) eingetragen; aus der Kurve ergibt sich der Wert μ_0' zu 328. Dann erhält man für μ_0 durch Multiplikation mit dem Korrektionsfaktor $1{,}11_5$ den Wert $\mu_0 = 365$.

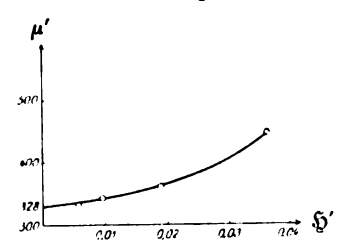


Abb. 2. Extrapolation von μ_0' aus den μ'-Werten (Beispiel).

Als Beispiel für ein normales Blech (W 8) sei für μ_0' noch der Wert 180 angegeben, aus dem sich also das entsprechende μ_0 zu $180 \cdot 1{,}04 = 187$ berechnet.

b) Bestimmung an den einzelnen Bündeln in freier Spule. Bei dieser zweiten Methode hatte die Primärspule eine Länge von 120 cm, so daß also das 50 cm lange Epsteinbündel in der Mitte der Spule liegend einem genügend gleichförmigen Felde ausgesetzt war. Die Sekundärspule hatte 200 Windungen, eine Länge von etwa 5 cm und umschloß das Bündel möglichst eng. Trotzdem war hier an die μ_0'-Werte eine Luftlinienkorrektion $-\left(\frac{q'}{q} - 1\right)$ anzubringen, die sich zu $-1{,}5$ berechnete. Diese Korrektion kommt hier deshalb schon in Betracht, weil infolge der starken Endwirkung die μ_0'-Werte beträchtlich kleiner sind als die bei der Messung im Epsteinrahmen erhaltenen.

Die Berechnung von μ_0 geschieht dann nach Gl. (3). Dabei ist zunächst die Größe N noch unbekannt. Wir machen nun die Annahme, daß N für ein Blechbündel genau so groß ist, wie für einen zylindrischen Stab von der gleichen Länge und dem gleichen Eisenquerschnitt. Wenn im allgemeinen diese Annahme schon bei Drahtbündeln für zulässig gehalten wird, so gilt sie a fortiori für Blechbündel.

Der Entmagnetisierungsfaktor für zylindrische Stäbe, die bei Messungen mittels einer auf der Stabmitte sitzenden Sekundärspule gültig ist, wurde in der Reichsanstalt von Gumlich und mir neu bestimmt. Diese Arbeit ist zwar noch nicht ganz abgeschlossen, von einem Ergebnis aber kann hier schon Gebrauch gemacht werden. Es hat sich nämlich gezeigt, daß das Verhältnis der Ent-

magnetisierungsfaktoren eines Stabes und eines Ellipsoids vom gleichen Dimensionsverhältnis bei kleinen Induktionen von dem gewählten Dimensionsverhältnis in erstaunlich weiten Grenzen unabhängig ist; und zwar wurde es bei weichem Eisen zu $0{,}78_0$ gefunden, so daß also

$$N_{\text{Stab}} = 0{,}78_0 \cdot N_{\text{Ellipsoid}}$$

gesetzt werden kann.

Für Epsteinbündel vom Gesamtgewicht 2,5 kg und 50 cm Länge ergibt sich dann die folgende Tabelle.

Blechsorte	Spez. Gewicht	l/d	$N_{\text{Ellips.}}$	$N_{\text{Stab}} = N_{\text{Bündel}}$	$\frac{N}{4\pi}$
unlegiert	7,8	19,25	0,0906	0,0707	0,00562
hochlegiert	7,55	18,94	0,0932	0,0727	0,00579

Für dieselben Proben, die auch oben unter a) als Beispiel dienten, wurden die Werte μ_0' zu $119{,}3 - 1{,}5 = 117{,}8$ (legiert) und $92{,}0 - 1{,}5 = 90{,}5$ (normal) ermittelt. Daraus berechnen sich die Werte μ_0 zu 371 bzw. 184.

Die Übereinstimmung mit den nach a) gefundenen μ_0-Werten ist hier besser, als man nach den Unsicherheiten beider Methoden erwarten kann; im allgemeinen ist wohl kaum eine größere Genauigkeit als etwa $5\,\%$ zu erreichen.

c) Besondere Fehlerquellen. Diese geringe Genauigkeit hat ihren Grund nicht nur in den Fehlern, mit denen die Messungen und Auswertungen behaftet sind und die teils in der geringen Größe der Ausschläge teils in der Methode selbst liegen; sondern es kommen hier zwei Erscheinungen, die teilweise schon bekannt sind, als besonders störend hinzu. Nach dem Einlegen der Proben in den Apparat stellt man einen möglichst guten magnetischen Schluß dadurch her, daß der Apparat mit Wechselstrom beschickt wird; während der Einwirkung dieses Wechselstromes werden dann die Bündel in ihrer Lage fixiert, ohne daß aber auf die Bündel von den Enden her ein merkbarer Druck ausgeübt werden darf; denn ein solcher Druck würde die Größe der Anfangspermeabilität bei vielen Proben stark beeinflussen.

Man läßt dann mit Hilfe eines Entmagnetisierungsapparates [6]) das Wechselfeld stetig bis auf Null abnehmen. Führt man nun bei kleinen Feldstärken (etwa 0,04 Gauß) einige Kommutierungen aus, so beobachtet man ein allmähliches Ansteigen der Induktionsausschläge. Diese Erscheinung kann aber nicht von der sogenannten molekularen Akkommodation herrühren, die durch den Entmagnetisierungsprozeß schon vollendet ist. Es handelt sich vielmehr mit größter Wahrscheinlichkeit um eine Abnahme des magnetischen Widerstandes der Stoßfugen. Unterbricht man den Strom und läßt den Apparat für einige Zeit ruhig stehen, so nehmen die Induktionsausschläge allmählich wieder ab; unterbricht man aber den Strom während der Ruhepause nicht, so behält der Induktionsausschlag seine Größe. Mechanische Erschütterungen wirken vergrößernd, wenn das Feld besteht, andernfalls verkleinernd.

Diese Erscheinung wirkt auf die Messungen zwar störend ein; sie verschwindet aber verhältnismäßig rasch, und der Fehler, der durch sie möglich ist, dürfte wohl im allgemeinen zu vernachlässigen sein. Sie tritt bei allen Proben auf, wird aber häufig überdeckt von einer anderen, die außerordentlich hohe Beträge annehmen kann.

Dieser neue Effekt besteht in folgendem: Mißt man die Anfangspermeabilität eine Minute nach Beendigung des Entmagnetisierungsprozesses, dann wieder eine Minute später, ferner nach einer und nach 18 Stunden, so zeigen viele Proben einen verhältnismäßig kleinen Abfall der Permeabilität um wenige Prozente, wie Wild und Perrier [7]) es kürzlich beschrieben haben. Viele Proben von legiertem Eisenblech, auch solche, die schon mehrere Jahre alt sind, zeigen aber das gleiche in einer anderen Größenordnung: Änderungen um 30 und mehr Prozente sind dabei häufig zu beobachten. Als Beispiel diene die folgende Tabelle, die an der obenerwähnten Probe aus legiertem Blech (7) erhalten wurde.

Zeit nach dem Entmagnetisieren	Anfangspermeabilität
1 Minute	500
2 Minuten	450
1 Stunde	400
18 Stunden	370

Dabei ist es gleichgültig, ob im offenen oder geschlossenen magnetischen Kreise gemessen wird. An unlegiertem Blech konnte die Erscheinung bisher nicht gefunden werden; aber auch nicht alle legierten Bleche zeigen sie. Wesentlich ist ein sauberer Entmagnetisierungsprozeß mit Hilfe des Entmagnetisierungsapparates. Beim Entmagnetisieren mit abnehmenden Gleichstromzyklen war der Effekt ganz wesentlich kleiner, etwa in der Größe, wie er von Wild und Perrier beobachtet wurde. Die Abnahme der Anfangspermeabilität scheint lediglich von der Zeit abhängig zu sein, die nach Beendigung des Entmagnetisierungsvorgangs verfließt. Die Reproduzierbarkeit ist vollkommen, soweit die Meßgenauigkeit ein Urteil gestattet.

[6]) Siehe auch E. Gumlich, Leitfaden der magnetischen Messungen, Braunschweig 1918, S. 28.

[7]) G. Wild u. A. Perrier, Arch. sc. phys. et nat. (5) **7** (1925), 209.



Es hat den Anschein, als ob ein sehr sauberer Entmagnetisierungsprozeß eine übernormale molekulare Akkommodation hervorbringen kann, die dann mit der Zeit wieder verschwindet; man könnte diesen Effekt also eine „zeitliche Desakkommodation" nennen.

Natürlich ist es ausgeschlossen, bei technischen Messungen ein Abklingen dieses Effektes abzuwarten.

Die Schwierigkeiten, die einer genauen Bestimmung der Anfangspermeabilität von Blechproben im Wege stehen, sind also noch sehr beträchtlich.

d) Relative Bestimmung in zwei gleichen Epsteinapparaten mittels einer Brückenmethode. Die einfachste und schnellste Art der Messung würde eine Brückenmethode gestatten. Legt man an die hintereindergeschalteten Primärwicklungen zweier Epsteinapparate, deren eine eine Normalprobe schon bekannter Anfangspermeabilität, deren andere die zu messende Probe enthält, eine Wechselspannung von etwa 0,01 Volt und der Frequenz 20—30 per/s, so läßt sich aus den beiden Sekundärwicklungen und zwei induktionsfreien Widerständen eine Brückenanordnung zusammenschalten, in der wieder ein Vibrationsgalvanometer als Nullinstrument dient. Das Verhältnis der beiden Anfangspermeabilitäten ist dann, wie eine einfache Überlegung zeigt, gleich dem Verhältnis der beiden entsprechenden Widerstände, wenn diese richtig eingestellt sind, so daß in der Brücke kein Strom mehr fließt.

Läßt man die Spannung des Primärkreises langsam wachsen, so bleibt zunächst das Widerstandsverhältnis konstant. Von einer bestimmten Spannung an aber verändert es sich, nämlich von der Stelle der Magnetisierungskurven beider Proben an, von der ab diese Kurven einander nicht mehr genau ähnlich verlaufen. Die entsprechende Primärspannung liegt gewöhnlich zwischen 0,05 und 1 Volt. Etwa von der gleichen Stelle ab werden dann auch die Phasenverschiebungen in beiden Epsteinapparaten verschieden, so daß das Vibrationsgalvanometer in dieser einfachen Schaltung nicht mehr auf Null zu bringen ist.

Solange aber das Widerstandsverhältnis konstant bleibt, ist die aus der Gleichung

$$\mu_{0x} = \frac{\mu_{0n} \cdot R_x}{R_n}$$

berechnete Permeabilität μ_{0x} die gesuchte wahre Anfangspermeabilität. Wählt man noch R_n numerisch gleich μ_{0n}, so ist auch μ_{0x} numerisch gleich R_x, also unmittelbar abzulesen.

So schnell, einfach und sicher die Methode auch ist, so läßt sie sich doch nur bei Proben verwenden, welche keine oder nur eine verschwindende zeitliche Desakkommodation zeigen; denn deren Ablauf dürfte kaum jemals bei zwei miteinander zu vergleichenden Proben identisch sein. Auch ein Abwarten des stationären Zustandes über Stunden oder gar Tage ist praktisch unmöglich. Bei normalen Proben aber ist die Meßgenauigkeit bedeutend größer, als sie oben bei den absoluten Messungen zu erreichen war.

3. Messung der wahren Remanenz an Epsteinproben.

In einem streuungslosen magnetischen Kreis läßt sich die wahre Remanenz mit Hilfe des ballistischen Galvanometers leicht dadurch bestimmen, daß man die den Strecken AB und BD (Abb. 3)

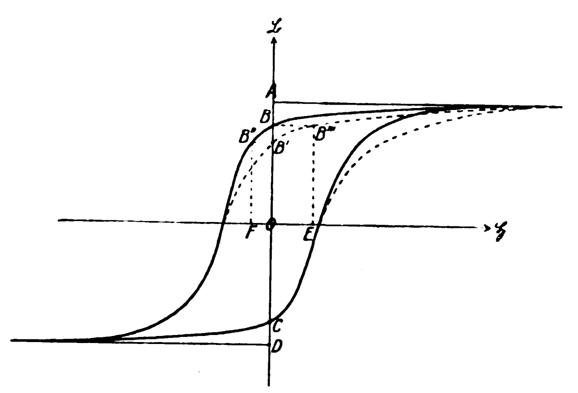


Abb. 3. Bestimmung der wahren Remanenz an Epsteinproben.

entsprechenden Induktionsausschläge α_{AB} und α_{BD} mißt. Die wahre Remanenz ist dann

$$\mathfrak{B}_R = C \cdot \frac{\alpha_{BD} - \alpha_{AB}}{2},$$

wo C der bekannte Umrechnungsfaktor des Ausschlags auf den Induktionswert in CGS ist. Da nun ein Epsteinapparat wegen der Luftspalte im Eisenweg, der eckigen Form des Eisenwegs und der ungleichmäßigen Bewicklung nicht als streuungslos angesehen werden kann (diese drei Einflüsse wirken zwar zum Teil gegeneinander, heben sich aber nicht auf), so wird eine darin aufgenommene Magnetisierungsschleife nicht die absolute, die in Abb. 3 ausgezogene, sondern die gestrichelte sein; der Punkt der Remanenz B' ist nicht der der wahren Remanenz, sondern bei dieser Induktion $OB = FB''$ hat die wahre Feldstärke schon einen negativen Wert, nämlich den Betrag OF. Die wahre Remanenz $OB = EB''$ ist vielmehr dann vorhanden, wenn die äußere Feldstärke noch einen positiven Wert besitzt, nämlich den Betrag OE; dann ist die wahre Feldstärke gleich Null. Kennt man also OE, so ist durch Messung der Induktionsausschläge bei einem Sprung der äußeren Feldstärke von $+\mathfrak{H}'_{max}$ auf OE und von OE auf $-\mathfrak{H}'_{max}$ die wahre Remanenz bestimmt.

Mit dem Epsteinapparat nach Gumlich und Rogowski, der Spulen zur Messung der wahren Feldstärke besitzt, ist es nun sehr einfach, die äußere Feldstärke OE zu finden; man muß nämlich den Sprung der äußeren Feldstärke von $+\mathfrak{H}'_{max}$ nach $-\mathfrak{H}'_{max}$ so unterteilen, daß die beiden mit den Gumlich-Rogowskispulen erhaltenen Feldstärkenausschläge einander gleich werden. Ist das der Fall, so liegt die Unterteilungsstelle bei $\mathfrak{H} = 0$ und bei $\mathfrak{H}' = OE$. Durch etwa zwei- oder dreimaliges Probieren läßt sich die Stelle mit genügender Genauigkeit finden. Die bei derselben Unterteilung genommenen Induktionsausschläge ergeben dann, wie oben gezeigt, die wahre Remanenz.

Von einer Korrektion der mit den Gumlich-Rogowskispulen gemessenen Werte der Feldstärke, die streng genommen noch erfolgen müßte, kann abgesehen werden, weil die Genauigkeit für alle technischen Messungen auch ohne sie ausreicht, die Korrektion also nur eine unnötige Komplikation bedeuten würde.

4. Messung von Koerzitivkräften mit Hilfe eines Galvanometers.

Die Bestimmung der Koerzitivkraft geschieht für gewöhnlich im Köpselapparat, im Joch oder besonders bei fertigen Hufeisenmagneten in besonders konstruierten Apparaten, die nach dem gleichen Prinzip arbeiten wie der Köpselapparat. Die genaueste Bestimmung, die sich fast auch für alle Hufeisen- und Zählermagnete eignet, läßt sich in der freien Spule mit Hilfe eines Magnetometers ausführen.[8])

Bei dieser Gelegenheit soll darauf aufmerksam gemacht werden, daß man auch ohne ein Magnetometer in freier Spule die Koerzitivkraft mit Hilfe eines Galvanometers leicht bestimmen kann, daß diese Art der Bestimmung sogar in manchen Fällen Vorzüge hat, besonders bei sehr kleinen Koerzitivkräften oder kleinen, ungünstig dimensionierten Proben, also in allen Fällen, in denen man mit den Spulen und Proben sehr nahe an die Magnetometernadel herangehen muß.

Die Probe wird bei dieser Methode auf geeignete Weise vom einen Ende her in der Magnetisierungsspule festgehalten. Vom anderen Ende her kann eine Sekundärspule, die mit einem empfindlichen Galvanometer in Verbindung steht, von der Probe abgezogen werden. Die Form der Sekundärspule richtet sich ganz nach der Form der messenden Proben. Als solche können Stäbe, runde und kantige, Ellipsoide, Blechbündel, Drahtbündel, Hufeisenmagnete usw. untersucht werden, genau wie es bei Magnetometermessungen auch geschieht. Diejenige äußere Feldstärke, bei der die remanente Magnetisierung gerade verschwindet, bei der also ein Abziehen der Sekundärspule keinen Ausschlag am Galvanometer verursacht, ist die Koerzitivkraft.

Diese Methode bietet eigentlich an sich nichts Neues. Sie wird hier nur erwähnt, weil sie trotz ihrer Einfachheit kaum jemals benutzt wird und weil sie bei der Messung extrem kleiner Koerzitivkräfte fast allein anwendbar ist.

Bei den letzterwähnten Fällen ist noch auf einige Besonderheiten zu achten. Zunächst spielt die Orientierung im Erdfeld schon eine wichtige Rolle. Liegt die Probe mit der Längsrichtung nicht genau senkrecht zur Richtung des Erdfeldes, so ergibt sich die Koerzitivkraft verschieden groß, je nachdem in welcher Richtung sie magnetisiert wurde.

Es gibt nun eine äußerst empfindliche Probe darauf, ob der Körper genau senkrecht zum Erdfeld liegt. Diese besteht darin, daß man ihn vor Beginn des Magnetisierens einem Entmagnetisierungsprozeß unterwirft. Wirkt in seiner Längsrichtung auch nur eine noch so kleine Komponente der Erdkraft, so tritt eine Idealisierung[9]) ein, und es entsteht beim Abziehen der Sekundärspule ein verhältnismäßig großer Ausschlag, der nur bei genau senkrechter Orientierung ausbleibt.

Noch auf eine andere Tatsache muß hingewiesen werden, nämlich darauf, daß die Magnetisierung von Proben mit sehr kleiner Koerzitivkraft zumeist — aber durchaus nicht immer — gegen Erschütterungen besonders empfindlich sind. Häufig genügt schon ein leises Berühren oder Streifen, um die scheinbare Remanenz um mehr als die Hälfte ihres normalen Betrages herunterzusetzen, entsprechend natürlich auch die gesuchte Koerzitivkraft. Will man sich also vor derartigen Fehlern schützen, so ist dafür zu sorgen, daß die Sekundärspule beim Abziehen die Probe nicht berühren kann. Durch hinreichende Weite der Spule und Verschiebung genau in Richtung ihrer Achse (mit Hilfe eines Schlittens) läßt sich das aber immer erreichen. Es ist auch sicherer, wenn man vor jedem Abziehen wieder von neuem auf die maximale Feldstärke geht und dann erst ein neues negatives Feld einstellt.

Schließlich sei noch bemerkt, daß streng genommen die Sekundärspule beim Abziehen nicht aus dem Felde der Magnetisierungsspule entfernt werden darf, weil nur dann $\mathfrak{H}' = \mathfrak{H} = \mathfrak{H}_c$ ist, wenn $\mathfrak{J} = 0$ und nicht etwa wenn $\mathfrak{B} = 0$ ist. Doch kann man, wenn man das nicht beachtet, wohl nur bei Kobaltmagnetstählen einen merkbaren Fehler machen.

[8]) Genaueres siehe bei E. Gumlich, Leitfaden der magnetischen Messungen, Braunschweig 1918, S. 40 ff.

[9]) W. Steinhaus und E. Gumlich, Verh. d. D. Phys. Ges. **17** (1915), 369 und Arch. f. El. **4** (1915), 149.



5. Bestimmung der Güteziffer fertiger Hufeisenmagnete.

Unter Güteziffer permanenter Magnete versteht man bekanntlich das Produkt aus wahrer Remanenz und Koerzitivkraft[10]), das ein bequemes und für die meisten Zwecke ausreichend genaues Maß für die Leistungsfähigkeit permanenter Magnete ist. Die Bestimmung geschieht durch Messung der beiden einzelnen Faktoren. Die Koerzitivkraft kann mit dem Magnetometer oder in der unter 4 angegebenen Weise gefunden werden. Dagegen macht die Messung der wahren Remanenz, besonders wenn es sich nicht um Stabmagnete handelt, die im Schlußjoch untersucht werden können, sondern beispielsweise um Hufeisenmagnete, unter Umständen beträchliche Schwierigkeiten. Es soll daher hier kurz mitgeteilt werden, wie neuerdings in der Reichsanstalt die wahre Remanenz an Hufeisenmagneten in mehreren Fällen gemessen werden konnte. Auf den Magneten wurde eine bequem abziehbare, aber nicht zu weite Sekundärspule bis zum Indifferenzpunkt aufgeschoben und darauf der Magnet mit einem Anker aus gutem Weicheisen geschlossen, dessen Eisenquerschnitt ein Mehrfaches des Stahlquerschnitts betrug und der zum Teil auch in das Maul des Magneten sauber eingepaßt war, so daß der magnetische Widerstand an dieser Stelle so klein wie möglich wurde. Quer durch diesen magnetischen Kreis wurde ein Kupferleiter gesteckt, der einen solchen Querschnitt besaß, daß er das Innere des magnetischen Kreises möglichst ausfüllte. Durch den Leiter wurde dann ein kurzdauernder Gleichstrom von etwa 10000 Ampere geschickt und der Leiter wieder herausgezogen.

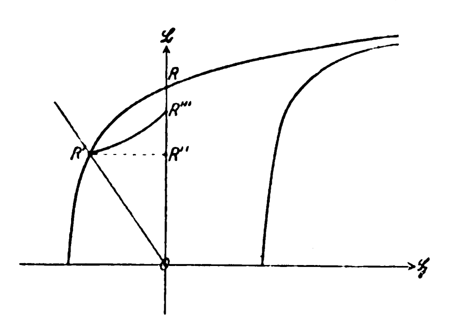


Abb. 4. Bestimmung der wahren Remanenz an Hufeisenmagneten.

Der Magnet hat dann in diesem Zustande die wahre Remanenz OR (Abb. 4). Wird nun die im Indifferenzpunkt befindliche Sekundärspule mit einem ballistischen Galvanometer verbunden und der Anker abgerissen, so rückt der darstellende Punkt nach R'; es entsteht also ein Galvanometerausschlag, welcher der Strecke RR'' entspricht. Zieht man nun, nachdem das Galvanometer wieder zur Ruhe gekommen ist, die Sekundärspule von dem geöffneten Magneten ab, so erhält man einen der Strecke OR'' entsprechenden Ausschlag. Die Summe beider Ausschläge ist dann ein Maß für die wahre Remanenz, die sich in bekannter Weise daraus berechnen läßt.

Es sei noch bemerkt, daß dieser Versuch nicht in der umgekehrten Richtung ausgeführt, RR'' also nicht etwa durch Schließen des offenen Magneten gewonnen werden kann. In diesem Falle würde nämlich der darstellende Punkt von R' nicht nach R, sondern nach R''' rücken.

[10]) Siehe auch E. Gumlich, a. a. O. S. 204.

Zusammenfassung.

Im vorstehenden wurden einige Methoden beschrieben, die zur Messung magnetischer Größen, wie Anfangspermeabilität, Remanenz und Koerzitivkraft dienen, wenn diese Größen ungewöhnliche Werte annehmen oder die Proben in ungewöhnlicher Form vorliegen; auch über einige besondere Erfahrungen, die bei diesen Untersuchungen gemacht wurden, sowie über das Auftreten eines neuartigen Effektes, der „zeitlichen Desakkommodation", wurde berichtet.

(Eingegangen am 25. Juni 1926.)

Herstellung von starken Verkleinerungen.

Von E. Goldberg, Dresden.

Inhalt: Es wird eine neue Methode zur Herstellung von stärksten photographischen Verkleinerungen beschrieben, die Inschriften und Teilungen bis zu 0,001 mm Linienabstand herab herzustellen gestattet.

Von jeher hat die Herstellung von photographischen Aufnahmen in kleinen Dimensionen die Aufmerksamkeit der photographischen Wissenschaft auf sich gezogen. Man kann wohl ohne Übertreibung sagen, daß das wichtigste Problem, das überhaupt in der Photographie besteht, die Herstellung einer photographischen Emulsion ist, die zugleich die Eigenschaften der höchsten Empfindlichkeit und der Kornlosigkeit besitzt. Die Vereinigung dieser Eigenschaften ist aber bis jetzt noch nicht gelungen. Dagegen ist eine Reihe von Verfahren bekannt, die einer der beiden genannten Bedingungen entsprechen. So sind seit Jahrzehnten die verschiedensten Methoden ausgebildet worden, um kornlose photographische Schichten herzustellen. Die Schichten wurden aber nur zur Herstellung von Kopien, z. B. von Gittern, benutzt. Die Herstellung von Aufnahmen mit Hilfe eines optischen Systems war aber scheinbar mit einer so langen Belichtungsdauer verknüpft, daß niemand es wagte, tatsächlich auf diese Weise Photographien herzustellen. Da jedoch



die Aufgabe, äußerst feine photographische Bilder herzustellen, von großer technischer Bedeutung ist, so wurde eine Reihe von verschiedenen Verfahren allmählich ausgearbeitet, die es gestatteten, wenn auch nicht kornlose, so doch Aufnahmen von großer Feinheit durchzuführen.

Von diesen Verfahren wurden in der Hauptsache zwei Methoden im Laufe der Zeit ausgebildet und soweit vervollkommnet, so daß sie auch für technische Zwecke (Herstellung von Skalen und kleinen Inschriften) Verwendung finden konnten. Vor einigen Jahrzehnten wurden diese Verfahren auch im größeren Maßstabe benutzt, um kleine photographische Aufnahmen (sogen. Stanhopes) herzustellen, die als Kuriosität in Federhaltern, Anhängern usw. verwendet wurden. Diese Verfahren haben als Grundlage das jodierte Eiweiß oder jodierte Kollodium, das mit Zusätzen verschiedenster Art zur Erhöhung der Haltbarkeit versehen wurde. Von der ersten Art (Eiweißverfahren) wurde das Taupenotverfahren besonders bekannt. Es wurde vor einigen Jahren von Miethe[1]) neu beschrieben und zwar in einer Form, die eine gewisse Sicherheit bei der Herstellung verbürgt. Das zweite Verfahren (Tannin) wurde vom Verfasser[2]) neu durchgearbeitet und ebenfalls in einer ausführlichen Form vor einiger Zeit veröffentlicht. Auf Grund meiner früheren Arbeiten über das Auflösungsvermögen und die Auflösungsgrenze der photographischen Schichten[3]) sowie über das Tanninverfahren habe ich versucht, die bisher bekannte Grenze der Feinheit von photographischen Aufnahmen soweit als möglich herabzudrücken und es ist mir gelungen, ein Verfahren auszuarbeiten, das auf einfache Weise gestattet, Aufnahmen von praktisch unbegrenzter Feinheit herzustellen und zwar von einer solchen Feinheit, die nur durch die zur Herstellung von Aufnahmen benutzte optische Ausrüstung begrenzt ist. Man kann also behaupten, daß die Grenze für die Stärke der Verkleinerung nicht mehr die photographische Schicht, sondern das zur Herstellung der Aufnahme benutzte Mikroskop ergibt.

Der Gedanke, der mich bei der Ausarbeitung des neuen Verfahrens leitete, war, daß jede Methode, bei der man eine Entwicklung einer silberhaltigen Schicht durchführen muß, von vornherein auszuschalten ist. Sämtliche Verfahren, bei denen ein Silbersalz mit einer Entwicklersubstanz behandelt wird, ergeben Schichten, die ein deutlich im Mikroskop sichtbares Korn aufweisen. So leiden z. B. auch die vorhin erwähnten Taupenot- und Tanninverfahren an dem gleichen Übelstand. Auch die der Entwicklung folgenden Verstärkungen sind aus dem gleichen Grunde zu vermeiden. Da wir aber nur zwei Möglichkeiten zur Herstellung eines Bildes kennen und zwar diejenige des latenten Bildes mit nachfolgender Entwicklung und die des direkt kopierten Bildes, so blieb nur der zweite Weg offen, und zwar die Verwendung einer direkt im Lichte sich schwärzenden Schicht, mit anderen Worten einer sogen. Auskopieremulsion. Die Anwendung dieser direkt kopierbaren Schichten schien aber von vornherein unmöglich, da doch, wie jedermann bekannt, alle diese Schichten eine äußerst geringe Lichtempfindlichkeit haben, die sie für Aufnahmen mit Hilfe einer Camera unverwendbar macht. Aus diesem Grunde habe ich für die ersten Aufnahmen ein Sonnenmikroskop benutzt und war auch da auf längere Belichtungszeiten gefaßt. Zu meiner größten Überraschung waren die bei stärkeren Verkleinerungen notwendigen Belichtungszeiten so kurz, daß ein schnell-laufender Momentverschluß notwendig war. Schon eine kurze Überlegung zeigte, daß infolge der äußerst starken Verkleinerung die Konzentration des Lichtes auf der lichtempfindlichen Schicht eine ungewöhnlich große ist. Genau wie bei der Herstellung von photographischen Vergrößerungen muß man auch bei der Herstellung von Verkleinerungen berücksichtigen, daß bei gleichbleibender Beleuchtung des zu photographierenden Gegenstandes die Helligkeit proportional dem Quadrat der linearen Verkleinerung ist. Wenn man also einen Gegenstand von 10 cm auf $^1/_{10}$ mm verkleinert, so ist die Beleuchtung auf der empfindlichen Schicht 10 000 mal stärker als auf dem Original, wenn man von den durch das optische System bedingten Verlusten absieht.

Jedenfalls hat sich im Laufe der Untersuchungen als notwendig herausgestellt, mit der Stärke der benutzten Lichtquelle immer mehr und mehr zurückzugehen, um technisch annehmbare Belichtungszeiten zu erhalten, und zwar bis zu der erstaunlichen Tatsache, daß zur Herstellung einer Aufnahme auf höchst unempfindlicher Auskopieremulsion im ganzen eine Automobilglühlampe von etwa 30 Watt nicht nur genügt, sondern daß dabei das Licht noch durch ein starkes Gelbfilter geschwächt werden muß. Mit Hilfe der im Nachfolgenden beschriebenen Methode ist es nun gelungen, Verkleinerungen von Druckwerken herzustellen mit Schriftzügen von der Größe 0,001 bis 0,002 mm, so daß 50 Zeilen einer normalen Buchseite lesbar auf eine Fläche von 0,01 mm^2 abgebildet werden können.

Die Grundlage des Verfahrens bildet eine umgekehrte mikrophotographische Einrichtung von großer optischer Leistungsfähigkeit. Selbstverständlich muß man, da, wie oben erwähnt, die Grenze nicht in der photographischen Schicht, sondern

[1]) Miethe, Zeitschrift für Instrumentenkunde **32** (1912), 190.
[2]) Goldberg, Photographische Industrie, 1917, 448.
[3]) Goldberg, Zeitschr. f. wiss. Photogr. **12** (1913), 77.

in der Güte der benutzten mikrophotographischen Einrichtung liegt, versuchen, die Leistung der optischen Einrichtung, soweit es die heutige Technik gestattet, zu steigern und alle Vorsichtsmaßregeln ergreifen, die notwendig sind, um optische Fehler zu vermeiden. Die Hauptschwierigkeit bestand in der Durchführung der Einstellung auf größte Schärfe der mikroskopischen Abbildung. Es hat sich die Ausarbeitung einer kleinen Zusatzeinrichtung für das Mikroskop notwendig gemacht. Im übrigen ist die Durchführung des Verfahrens äußerst einfach, wenn man die im Nachfolgenden gegebenen Vorsichtsmaßregeln genau beachtet.

I. Optische Ausrüstung.

Als Grundlage der optischen Ausrüstung dient ein auf einer optischen Bank aufgestelltes großes Zeiss-Mikroskop. Da die Erschütterungen vom Straßenverkehr bei genauen mikroskopischen Arbeiten sehr schädlich sind, so muß die optische Bank erschütterungsfrei aufgehängt oder auf weichen Filz- oder Gummiunterlagen aufgestellt werden. Die eigentliche mikroskopische Ausrüstung besteht aus dem Objektiv *o*, dem Projektionsokular *p* und der Autokollimationseinrichtung *a* mit Betrachtungsokular *b*. Als Objektiv wurde ein Zeiss-Apochromat 4 mm, besonders korrigiert zum Gebrauch ohne Deckglas, gewählt. Man kann auch die normalen kurzbrennweitigen Objektive benutzen. Soweit sie keine Deckglaskorrektion besitzen, werden die Ergebnisse nicht einwandfrei sein. Aber auch solche Objektive, die eine Vorrichtung zur Korrektion für verschiedene Deckglasdicken besitzen, sind nicht gut zu gebrauchen, da 1. die Deckgläschen an sich keine einwandfreie Oberfläche besitzen, 2. unangenehme Doppelreflexe durch das Deckglas entstehen, 3. die Korrektion für verschiedene Deckglasdicken nur unvollkommen ist und 4. das Deckglas die Einstellung auf größte Schärfe erschwert. Es ist aus diesem Grunde richtiger, die photographische Emulsion ungedeckt zu benutzen und dementsprechend ein mikroskopisches Objektiv, das diesem Zwecke angepaßt ist, zu verwenden. Solche Objektive werden übrigens von den meisten optischen Anstalten normal hergestellt, da sie bei metallographischen Untersuchungen gebraucht werden. Es sei auf die Unmöglichkeit der Verwendung von Objektiven für homogene Immersion aufmerksam gemacht, da, wie weiter unten beschrieben ist, die Methode zur Einstellung auf größte Schärfe nur verwendbar ist, wenn sich die photographische Schicht in Berührung mit Luft befindet.

Trotzdem das Apochromat 4 mm einen sehr guten Korrektionszustand aufweist, sind doch noch Reste sphärischer Aberration vorhanden, die unbedingt beseitigt werden müssen, da sonst das Bild von einem Hof überstrahlt ist. Bei gewöhnlichen mikroskopischen Arbeiten wird diese Abblendung durch die Blende des Abbeschen Kondensors vorgenommen, da diese Blende in der Austrittspupille des Objektives abgebildet wird. Da man hier aber keinen Abbeschen Beleuchtungsapparat hat, so fällt diese Möglichkeit der Abblendung weg. Man muß aus diesem Grunde das Objektiv selbst abblenden, was durch eine kleine Irisblende, die dicht über der letzten Linse des Objektivs angeordnet ist, erzielt werden kann. An Stelle dieser Irisblende kann man auch eine feste Blende von etwa 5 mm Durchmesser benutzen. Die Irisblende ist jedoch unbedingt vorzuziehen. Dieses von mir benutzte Objektiv zeichnet eine Fläche von 0,1 mm im Durchmesser genügend scharf aus.

Die Autokollimationseinrichtung besteht aus einer 3 mm dicken planparallelen ovalen Glasplatte *g*, die innerhalb des Strahlengangs, nahe dem Projektionsokular eingesetzt ist und das von der photographischen Emulsion zurückreflektierte Licht dem Auge des Beobachters zuleitet. Es ist darauf zu achten, daß diese Platte aus schlierenfreiem Glas hergestellt ist, wenn man höchste Qualität der Aufnahmen erwartet. Schwache Unparallelität der Flächen schadet dagegen weniger.

Es entstehen zwei Bilder im seitlichen Okular *b*, von denen das dem Objektiv nächstliegende Bild maßgebend für die Einstellung ist. Die Helligkeit dieser Bilder ist verhältnismäßig gering, da sie doch nur durch Reflexion an den unversilberten freien Glasflächen und der Emulsionsfläche entstehen. (Es werden nur etwa 0,15 % des auffallenden Lichtes reflektiert.) Da jedoch — wie bereits erwähnt — die Helligkeit des eigentlichen Bildes infolge der starken Lichtkonzentration eine außerordentlich hohe ist, so ist die Verminderung der Helligkeit nur angenehm. Als Projektionsokular *p* wurde bei meinen Versuchen das Projektionsokular 2 von Carl Zeiss benutzt.

Von größter Bedeutung ist die Beleuchtungseinrichtung. Es sei gleich jetzt darauf hingewiesen, daß es vollkommen aussichtslos ist, eine starke Verkleinerung direkt von einem undurchsichtigen Gegenstand herzustellen, z. B. von einer Person, von einer Landschaft oder einer Abbildung. Es muß vielmehr, wie ich bereits in meiner früheren Veröffentlichung[4]) beschrieben habe, unter allen Umständen ein durchsichtiges Bild, also ein Diapositiv oder ein Negativ als Original genommen werden und mit Hilfe einer mit Kondensor ausgerüsteten Projektionsvorrichtung durchleuchtet werden. Es ist also hier der gleiche Unterschied vorhanden wie zwischen der Projektion eines Papierbildes in einem Episkop und Projektion eines Diapositives mit der gleichen Lichtquelle. Bei der Wahl der

[4]) A. a. O.



Abbildung, die verkleinert werden soll, muß, wenn irgend möglich, beachtet werden, daß auf Grund der Gesetze der optischen Abbildung, über die ausführlich an anderer Stelle berichtet werden soll, die Abbildung einer weißen, also leuchtenden Linie auf dunklem Grunde durch ein optisches System außerordentlich viel besser ist als die Abbildung einer genau gleichen schwarzen Linie auf weißem oder leuchtendem Grunde. Man muß also, wenn man eine Schrift abbilden will, zunächst ein Negativ von dieser Schrift herstellen und dieses Negativ als sekundäres Original in die Beleuchtungseinrichtung des Mikroskops einsetzen. Ist man in der Wahl der Art, wie die Inschrift oder das Bild hergestellt werden soll, vollkommen frei, so ist darauf zu achten, daß das Originalbild aus möglichst feinen, aber scharfen schwarzen Strichen auf weißem Grunde besteht.

Die Beleuchtungseinrichtung bestand aus einer kleinen 30 Watt, 6 Voltlampe mit einem spiralig gewundenen Faden. Es wäre wahrscheinlich besser, wenn man einen noch dickeren und in eine dickere Spirale gewundenen Faden benutzen würde, also etwa eine 4 Volt, 30 Wattlampe. Da es sehr wichtig ist, daß die Eintrittspupille der mikroskopischen Einrichtung (die selbstverständlich der Austrittspupille des gewöhnlichen Mikroskops entspricht, also dicht über dem Projektionsokular an der Stelle *p* liegt) voll mit Licht ausgefüllt ist. Aus diesem Grunde muß man darauf achten, daß die Spirale der Lampe möglichst eng gewunden ist, was leider meistens nicht der Fall ist. Um den daraus entstehenden Fehler zu vermeiden, stellt man die Lampe etwas schief zur optischen Achse, wie es in der Abb. 1 gezeigt ist. Dadurch überlagern sich die einzelnen Fäden

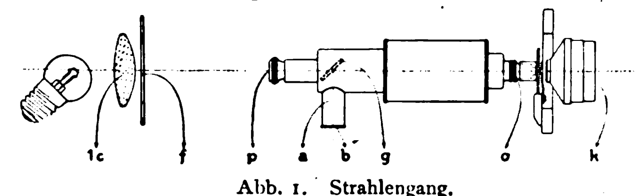


Abb. 1. Strahlengang.

zu einer homogenen Fläche. Jedoch darf die Schiefstellung nicht zu stark sein, da sonst die Abbildung der Lichtquelle darunter leidet. In der letzten Zeit wurde mit Erfolg eine Wolframbogenlampe von Philips mit einer Leuchtkugel von etwa 2 mm Durchmesser benutzt. Die Lampe verbraucht 2,5 Amp. bei 25 Volt und wird mit einem Widerstand benutzt.

Als Kondensor wurde die asphärische Linse 1 C von Carl Zeiss benutzt. Bei der Einsetzung der Linse ist darauf zu achten, daß die beiden Flächen verschieden sind und die Linse nur dann ein einwandfreies Bild ergibt, wenn die weniger gekrümmte Seite der Lichtquelle zugekehrt ist. Die Größe der zu verkleinernden Originaldiapositive hängt vom Durchmesser des Kondensors ab. Bei der von mir benutzten Zeisslinse 1 C beträgt sie etwa 40 mm im Durchmesser.

Der Autokollimationstubus wird in das Zeissstativ Nr. 1 an Stelle des gewöhnlichen Tubus eingesetzt.

Um das entstehende Bild während seiner Entstehung verfolgen zu können, was äußerst angenehm ist, da man auf diese Weise mit Sicherheit ohne Belichtungsfehler arbeiten kann, wird das gleiche Mikroskop nicht nur als photographischer Apparat, sondern gleichzeitig auch als Betrachtungsmikroskop benutzt. Man versieht es also mit einem normalen Kondensor *K* und einer Beleuchtungsvorrichtung unterhalb des Mikroskoptisches. Wenn man mit der Hand das Projektionsokular *p* abschattet, so sieht man durch das Autokollimationsokular *a* das entstandene Bild und kann den Fortgang der Aufnahme, die doch ohne Entwicklung direkt auf der Emulsion entsteht, fortwährend beobachten. Zwischen dem Abbeschen Kondensor und der zur Beleuchtung dienenden Lichtquelle wird ein orange Lichtfilter eingeschaltet, da sonst die lichtempfindliche Emulsion verschleiert.

II. Die photographische Schicht.

Als photographische Schicht wird ein feines Häutchen von einer Chlorsilber-Kollodium-Emulsion verwendet. Die Emulsion wurde nach folgendem Rezept hergestellt:

Lösung A.	Lithiumchlorid ($LiCl + 5 H_2O$)	5 g
	Wasser dest.	20 ccm
	Alkohol 96 %	70 ccm
Lösung B.	Silbernitrat	24 g
	Wasser dest.	30 ccm
	Alkohol 96 %	60 ccm
Lösung C.	Citronensäure	12 g
	Alkohol 96 %	50 ccm
	Äther	50 ccm

Hierauf stellt man von diesen Lösungen 3 Kollodiumlösungen her:

Lösung Kollodium 1.		Lösung Kollodium 2.	
Kollodium 2 %	100 ccm	Kollodium 2 %	100 ccm
Lösung A	14 ccm	Lösung B	14 ccm

Lösung Kollodium 3.	
Kollodium 2 %	100 ccm
Lösung C	14 ccm

Die gebrauchsfertige Lösung wird aus diesen drei Lösungen zusammengesetzt und zwar:

Lösung Kollodium	1	3 ccm
„ „	3	3 ccm
„ „	2	4 ccm



Die Emulsion ist längere Zeit haltbar. Eine Glasplatte in der Größe eines mikroskopischen Objektträgers wird mit dieser Emulsion in der bekannten Weise begossen. Man kann auch größere Platten mit Emulsion begießen, in kleine Stücke schneiden und nachträglich mit Kautschuk oder Schellack rändeln. Wenn man das spätere Bild auf dieser Glasplatte behalten will, so wird sie zuerst mit einem Unterguß von etwa 1 $^0/_0$ iger Gelatine versehen, damit das schwache Kollodiumhäutchen gut darauf haftet. Da es äußerst schwierig ist, das entstandene Bild bei starken Verkleinerungen wiederzufinden (es hat ja meist die Ausdehnung von wenigen Hundertstel Millimeter und ist von Stäubchen und anderen Unregelmäßigkeiten auf der Platte kaum zu unterscheiden), so hat es sich als zweckmäßig erwiesen, vor der Herstellung der eigentlichen Aufnahme auf irgendeine Stelle der Platte ein System von konzentrischen Kreisen oder zwei sich kreuzenden Linien einzukopieren, was einfach in einem Kopierrahmen im gewöhnlichen Tages- oder Sonnenlicht geschieht. Man kann solche mit Kreisen versehene Platten längere Zeit vom Licht geschützt aufbewahren, um sie dann bei Bedarf mit Verkleinerungen zu versehen. Die mit Schicht überzogene Platte wird auf dem Objekttisch des Mikroskops mit Klammern befestigt und der Mikroskoptubus nun langsam in der Richtung nach der Glasplatte zu bewegt. Sobald die Entfernung des Mikroskopobjektives von der Glasplatte etwa 0,5 mm beträgt, geht man ganz langsam vor unter stetigem Beobachten durch das Autokollimationsokular. Dann sieht man, wie das Licht, das das Gesichtsfeld bedeckt, sich allmählich in einem bestimmten Punkt konzentriert, der sich dann plötzlich in ein tadellos scharfes Doppelbild verwandelt.

Weit bequemer ist die Herstellung der kleinen Aufnahmen, wenn man die Einstellung dadurch umgeht, daß man auf das Objektiv ein Messingrohr von solcher Länge aufschiebt, daß beim Andrücken der emulsionierten Glasplatte an das Rohr die nötige Entfernung vom Objektiv automatisch entsteht. Das Abstimmen der Rohrlänge erfordert Geduld und feines Gefühl. Das letzte Abstimmen erfolgt durch ganz leichtes Abschleifen des Rohrrandes auf einer fein mattierten Glasplatte ohne Schleifmittel. Zuletzt muß der Abstand Rohrrand–Objektiv mit einer Genauigkeit von 0,001 mm hergestellt sein. Das Andrücken der Platte erfolgt durch eine leichte, mit Öffnung versehene Stahlfeder, die am Mikroskoptisch angebracht ist (vgl. Abb. 2). Die Öffnung ist nötig, damit man das entstehende Bild in der Durchsicht betrachten kann (siehe oben).

Man muß nun prüfen, ob die Einstellung des Betrachtungsokulars *b* mit der Einstellung des Projektionsokulars *p* übereinstimmt. Dies ist normalerweise nicht der Fall, da das Projektionsokular zur Abbildung der in kurzer Entfernung befindlichen Originalplatte *f* dient, während die aus dem Betrachtungsokular austretenden Strahlen sich im Unendlichen kreuzen. Diese Arbeit kann nun dadurch erleichtert werden, daß man einen

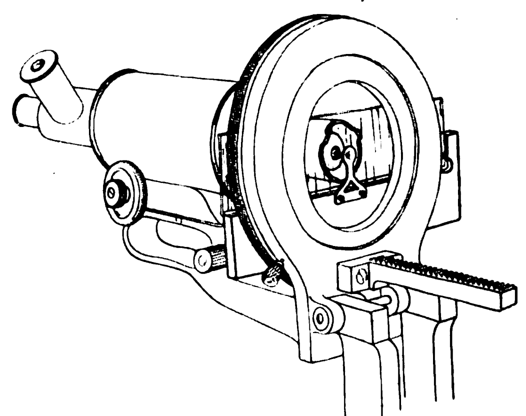


Abb. 2. Mikroskopische Anordnung.

zerkratzten Silberspiegel an Stelle der photographischen Emulsion zunächst einsetzt und rückwärts auf die Stelle projiziert, wo sich später das zu verkleinernde Original befindet. Es muß dann auf volle Schärfe des an dieser Stelle auf weißem Papier entstehenden Bildes eingestellt werden und das Betrachtungsokular *b* so lange in seiner Führung hin und her verschoben werden, bis auch darin das Bild vollkommen scharf ist.

III. Herstellung der eigentlichen Aufnahme.

Belichtungszeit.

Bei starken Verkleinerungen (darunter sollen Striche unterhalb 0,01 mm Abstand verstanden werden) beträgt die Belichtungszeit unter Verwendung der obengenannten Beleuchtungseinrichtung etwa 10 Sekunden. Sie hängt von der Güte der bei der Herstellung der Emulsion benutzten Chemikalien und der Art der Herstellung der Emulsion sehr stark ab. Oft muß man zur Beschränkung der Helligkeit sogar ein dunkles Gelbfilter vorschalten.

Fertigstellung der Verkleinerungen.

Nach der Belichtung wird auf die Stelle der Verkleinerung, die das Bild aufweist, ein Tropfen gewöhnliches Tonfixierbad gebracht. Man kann mit Hilfe eines schwächeren Mikroskopes evtl. verfolgen, wie der Tonprozeß vor sich geht. Bei starken Verkleinerungen ist dies nur unter Verwendung einer Wasserimmersion möglich. Nach erfolgtem Tonen wird die Platte kurz gewässert, getrocknet und das Bild zum Schutz mit einem mit Canadabalsam aufgekitteten Deckglas versehen. Müssen die Bildchen auf eine andere

Unterlage übergeführt werden, was oft bei Herstellung von kleinen Teilungen für optische Instrumente nötig ist, so kann man nach Entfernen der Gelatineränder das schwache Kollodiumhäutchen mit einem Pinsel abheben und auf eine andere Unterlage überführen. Falls sich die Schicht nicht vom Glase abheben will, behandelt man die Kopie mit schwacher Säure. Damit das Häutchen auf der neuen Unterlage gut klebt, wird diese Operation in schwacher Gelatinelösung vorgenommen, die dann gleich als Klebemittel dient. Diese Operation bedarf einiger Sorgfalt und Erfahrung, da das zarte Häutchen leicht Knicke bekommt.

Das beschriebene Verfahren eignet sich besonders zur Herstellung von sehr starken Verkleinerungen. Für weniger starke Verkleinerungen eignet sich der Prozeß mit der Einschränkung, daß die erzielte Schwärzung bei größeren Flächen nicht ganz so stark ist, wie z. B. bei dem Taupenot- und Tanninverfahren. Diesen gegenüber hat jedoch das neue Verfahren auch für schwache Verkleinerungen den großen Vorteil der einfachen Handhabung. Will man weniger starke Verkleinerungen mit Hilfe dieses Verfahrens durchführen, so muß man die optische Ausrüstung dementsprechend ändern. Bei Verkleinerungen, die etwa 0,2—0,5 mm im Durchmesser sind, verwendet man die gleiche optische Ausrüstung mit einem 16-mm-Apochromat an Stelle des früher angegebenen kurzbrennweitigen 4-mm-Objektives. Bei noch schwächeren Verkleinerungen von etwa 0,5 mm Durchmesser an verwendet man dagegen an Stelle des beschriebenen Mikroobjektives ein kurzbrennweitiges photographisches Objektiv, z. B. das Mikroplanar von etwa 2 cm Brennweite. Dann fällt selbstverständlich sowohl das Projektionsokular sowie die gesamte Autokollimationseinrichtung fort. Die Einstellung muß dann von der Rückseite der Emulsion mit Hilfe einer starken Lupe oder eines schwachen Mikroskopes erfolgen. Noch schwächere Verkleinerungen, von etwa 2 mm Durchmesser an, werden mit einem Mikroplanar von etwa 5 cm Brennweite hergestellt. Als Lichtquelle reicht bei schwachen Verkleinerungen mit Mikroplanar die früher verwendete Glühlampe nicht mehr aus. Sie ist dann durch eine kleine Bogenlampe von etwa 4 Amp. zu ersetzen. Man verwendet mit Vorteil eine Gleichstrombogenlampe, um die Konstanz des Lichtpunktes zu erzielen.

Zusammenfassung.

1. Die neue Methode zur Herstellung starker photographischer Verkleinerungen beruht auf der Verwendung einer den Auskopieremulsionen ähnlichen Schicht für Aufnahmezwecke.
2. Infolge der starken Lichtkonzentration bei Verkleinerungen sind die Belichtungszeiten verhältnismäßig gering.
3. Als optische Ausrüstung dient eine mikroskopische Anordnung, wobei im Gegensatz zum Normalfall der Lichteinfall von der Okularseite erfolgt.
4. Zur genauen Einstellung dient eine Autokollimationsvorrichtung.
5. Mit Hilfe der beschriebenen Einrichtung kann man Verkleinerungen bis zu 0,001 mm Linienabstand herstellen, so daß auf einer Fläche von 0,01 qmm eine kleinere Druckseite lesbar abgebildet werden kann. Auf der Fläche von 1 qcm ließen sich dementsprechend 100 Druckseiten lesbar unterbringen.

(Eingegangen am 22. Mai 1926.)

Mitteilungen aus Technik und Industrie.

Apparat zur Bestimmung der Wärmeausdehnung fester Körper.[1])

Von Erich Braun, Berlin-Lichterfelde.

(Mitteilung aus dem Physikalischen Laboratorium der Sendlinger optischen Glaswerke, Zehlendorf.)

Der Apparat und seine Aufstellung.

In einer 10 mm starken Eisenplatte G (vgl. Abb. 1) ist ein zylindrischer Ring T leicht drehbar eingeschraubt, der ein Rohr Q aus Quarzgut mit einem oben angestauchten, geschliffenen Flansch trägt. Das Quarzrohr besitzt in der unteren Hälfte zwei seitliche Schlitze, um den Meßkörper A einsetzen zu können und dem Temperaturbad Zutritt zu gestatten. In dem unteren Ende des Quarzrohrs ist eine kegelförmige Spitze K eingesetzt. Auf den oberen geschliffenen Rand des Quarzrohrs wird ein Einsatz R gesetzt, der mit seiner oberen und unteren Öffnung einem Stift S aus Quarzgut Führung gibt. Der Stift S ist an seinem oberen Ende gut plan geschliffen, an seinem unteren Ende gleichfalls kegelförmig zugespitzt. Zwischen diese Spitze und die Spitze K wird der 102 oder 77 oder 52 mm lange, beliebig geformte Meßkörper gesetzt, der an beiden Enden eine 2 mm weite Einbohrung besitzt. Entsprechend den drei Längen der Meßkörper sind dem Apparat drei Quarzstifte S beigegeben. Der Quarzstift wird durch eine schwache Feder, welche an einem auf einem Wulst sitzenden Messingring aufsitzt, nach unten gedrückt, und hält damit den Probekörper in bestimmter Lage fest. Das untere, bewegliche Prisma P_2 der Doppelspiegelanordnung ist auf einem Tischchen befestigt, das mit zwei Füßen F_1 auf der Grundplatte G und mit dem mittleren Fuß F_2 auf dem Quarzstift S ruht. Die ebene Fläche von S, der

[1]) Sämtliche hier beschriebenen Apparate werden von der optischen Anstalt C. P. Goerz, Berlin-Zehlendorf, geliefert.



untere geschliffene Rand des Quarzrohrs Q und die Pfannen der Lager von F_1 liegen in der Oberfläche von G, so daß die bei der Erwärmung auftretende Verlängerung des Probekörpers von der Ausdehnung der Grundplatte G unabhängig ist. Das obere Prisma P_1 ist fest mit der Grundplatte verbunden, kann jedoch nach Lösen der Schraube M herausgedreht werden, wenn man das bewegliche Prisma abnehmen will.

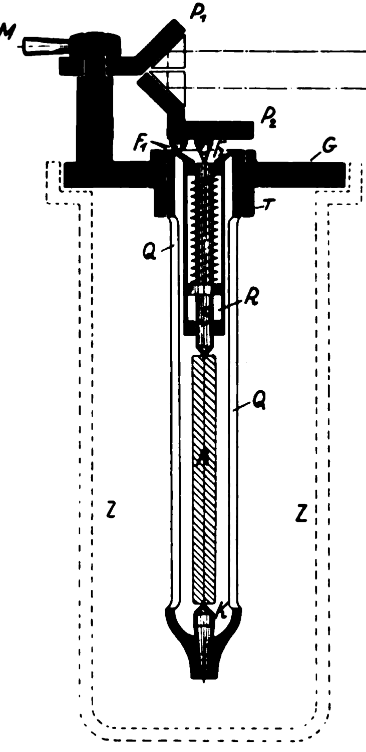


Abb. 1. Apparat zur Bestimmung der Wärmeausdehnung fester Körper. (Schematisch.)

Die Winkeldrehung beider Prismen wird durch den Abstand zweier Spiegelbilder derselben Marke auf dem Okularmaßstab eines Autokollimationsablesefernrohrs gemessen. Bezüglich des Strahlengangs im Autokollimationsfernrohr sei auf eine andere Stelle[2]) verwiesen. Das Bild im Gesichtsfeld des Okulars bei der neuesten Ausführungsform des Autokollimationsfernrohrs ist in Abb. 2 wiedergegeben. Die beiden Marken, welche zur Messung dienen, stehen bei 117,7 und 82,3. Diese Art der Messung hat den großen Vorteil, daß man während einer Meßreihe das Fernrohr beliebig von der Stelle bewegen kann, ohne an der Stellung der Marken irgend etwas zu ändern. Ferner kann man beliebig nahe an den Apparat herangehen und braucht keine feste Verbindung des Fernrohrs mit dem Apparat, was bei beschränktem Raum und gewöhnlichen Tischen von Wert ist.

Die Grundplatte G wird am besten durch zwei in die Wand gemauerte Träger gehalten und durch eine Asbestplatte oder bei höherer Temperatur durch eine wassergekühlte Zwischenlage vor allzu starker Erwärmung geschützt. Das Quarzrohr Q hängt in einem in der Zeichnung durch Z angedeuteteten Temperaturbad. Bis etwa 200° wird gutes Maschinenöl in einem doppelwandigen Tauchgefäß aus Porzellan (Dewargefäß) benützt; die Heizung geschieht elektrisch mittels eines Gitters aus Widerstandsmaterial. Das Bad wird mit einem von einem kleinen Motor angetriebenen Rührer gut durchgerührt. Für höhere Temperaturen dient ein elektrisch beheizter Röhrenofen,

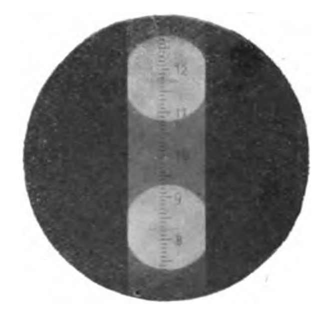


Abb. 2. Skala mit Marken im Gesichtsfeld des Autokollimations-Ablesefernrohrs.

außen gut mit Kalorit isoliert und mit einem starken, unten geschlossenen Kupferzylinder in der mittleren Zone versehen. Die Temperaturverteilung im Innern des Kupeferzylinders hat sich auf einige Zehntel Grad als konstant erwiesen. Um den Ofen zur Erzielung einer günstigen Temperaturverteilung genügend lang machen zu können, wird dann ein etwas längeres Quarzrohr Q für den Apparat verwendet.

Bei der neuen Ausführungsform des Autokollimationsfernrohrs ist das Gesichtsfeld wesentlich vergrößert, indem die Strichplatte von 10 auf 30 mm verlängert wurde. Das Okular mußte aus diesem Grunde mit Trieb verschiebbar angeordnet werden.

Ferner ist eine einfache Vorrichtung am Stativ des Autokollimationsfernrohrs getroffen, um zwei Ausdehnungsapparate, welche in demselben Temperaturbad sitzen, durch eine einfache Drehung des Fernrohrs zwischen zwei verstellbaren Anschlägen gleichzeitig beobachten zu können. Die Prismensysteme werden anf einem Kreisbogen mit dem Drehpunkt des Fernrohrs als Mittelpunkt aufgestellt. Man kann auf diese Weise zwei Ausdehnungsmessungen gleichzeitig machen, was insofern eine große Zeitersparnis bedeutet, als man die meiste Zeit während einer Messung zur Einstellung der Temperaturkonstanz braucht.

[2]) G. Gehlhoff, Zeitschr. f. techn. Physik 3 (1922), 225.

Zum bequemen Ausmessen der Länge der Meßkörper dient der Längentaster. In einem Bügel verschiebbar ist ein Maßstab mit Millimeterteilung, dessen 20 teiliger Nonius mit einer Lupe abgelesen wird. Der Maßstab und das Widerlager enden in zwei unter 90^0 angeschliffenen Achatspitzen, zwischen welche der Meßkörper eingesetzt wird. Um die Spitzen bei der Einstellung des Maßstabs auf Null nicht zu beschädigen, ist ein kleiner Stahlzylinder mit einem Loch beigegeben, dessen wirksame Länge genau ausgemessen und angeschrieben ist.

Gang und Berechnung einer Messung.

Zur Justierung des Fernrohrs sei bemerkt, daß im Gesichtsfeld mehrere Paare von Marken erscheinen. Die zwei richtigen Marken sind sehr viel lichtstärker als die anderen und ferner daran zu erkennen, daß ein zwischen beide Prismen geschobenes Stückchen Papier sie zum Verschwinden bringt; auch stehen sie bei einer kleinen Drehung des Fernrohrs um eine wagerechte Achse im Gesichtsfeld still. Die lichtschwächeren Paare von Marken rühren von Reflexionen an den Kathetenflächen der Prismen her und sind nicht zu beachten. Die Marken werden nach dem Einsetzen des Probestabs durch Drehen der Schraube T auf den Anfang der Skala gestellt und müssen beim Anheben des Tischchens sich aufeinander zu bewegen. Haben die beiden Marken das ganze Gesichtsfeld durchlaufen, so werden die Marken bei konstanter Ofentemperatur mittels der Schraube T wieder zurückgedreht.

Bezeichnet man den Abstand (in Millimetern) der beiden Marken im Fernrohr mit e_1 und e_2 bei den Temperaturen t_1 und t_2, so berechnet sich die Verlängerung des Probekörpers nach der Formel

$$\Delta l = \frac{r}{4F}(e_1 - e_2) + \Delta l_0,$$

wobei F die Brennweite des Autokollimationsfernrohrs, r der Hebelarm des Prismentischchens und Δl_0 die Ausdehnung eines Quarzstabs von gleicher Länge wie der Meßkörper bedeutet.

Aus Δl läßt sich leicht die Verlängerung eines 1 m langen Stabes in einem bestimmten Temperaturbereich berechnen. Die Ableitung der Formel macht von den für kleine Winkel geltenden Vereinfachungen Gebrauch und setzt ein verzeichnungsfreies Objektiv voraus. Beide Vernachlässigungen sind erlaubt, wie eine genaue Durchrechnung zeigt. Zu den einzelnen Größen sei noch folgendes bemerkt:

Die Länge l des Meßkörpers wird mit der Schublehre gemessen. Da die kegelförmigen Spitzen, zwischen welche der Stab eingesetzt wird, nach einem Winkel von 90^0 geschliffen sind, wird die wirksame Länge des Stabes um die Summe der Halbmesser der beiden Bohrungen kleiner, da bei der Erwärmung die Bohrungen sich erweitern. Die Durchmesser der Bohrungen werden unter dem Mikroskop bestimmt. Sehr viel einfacher gestaltet sich die Längenmessung mit dem oben beschriebenen Längentaster, an welchem die wirksame Länge unmittelbar abgelesen wird.

Die Länge r des Hebelarms des beweglichen Prismas (F_1 F_2 in Abb. 1) kann als konstant angesehen werden, da infolge des beschränkten Gesichtsfeldes des Fernrohrs nur kleine Drehungen des Prismentisches auftreten. Die größeren Drehungen, welche durch Verschiedenheit in den Längen der Meßstäbe oder durch die Ausdehnung bei der Messung entstehen, werden dadurch vermieden, daß man den Ring T bei der anfänglichen Justierung oder im Verlaufe der Meßreihe bei konstanter Temperatur zurückdreht. Der Hebelarm r ist unter dem Komparator ausgemessen und der Zahlenwert auf dem Tischchen eingraviert.

Die Brennweite F des Objektivs des Ablesefernrohrs ist gleichfalls in der Fabrik genau bestimmt und im Fassungsring des Objektivs angegeben.

Die Temperaturmessung des Ölbads geschieht bei niederen Temperaturen mit einem geeichten Stabthermometer auf etwa $0{,}2^0$ genau. Bei höheren Temperaturen wird ein Silber-Konstantan-Thermoelement mit Millivoltmeter oder Kompensationsapparat benutzt. Am besten bewährt hat sich das von W. C. Heraeus, Hanau a. M., in den Handel gebrachte Platinwiderstandsthermometer, das ganz in Kieselglas eingeschmolzen ist, in Verbindung mit einer guten Wheatstoneschen Brücke. Man hat dabei den Vorteil, die mittlere Temperatur des Ofens in Höhe des Probestabs zu messen, außerdem eine weit höhere Genauigkeit ($0{,}2^0$) der Messung bei einfacher Handhabung. Die etwas umständliche Berechnung der Temperatur aus dem Widerstand wird nur einmal in der Aufstellung einer größeren Tabelle geleistet. Die Ablesungen im Fernrohr geschehen erst, nachdem die Temperatur des Bads längere Zeit konstant geworden ist. Für die lineare Ausdehnung des Quarzguts in mm/m werden die von Scheel[3]) bzw. Scheel und Heuse[4]) angegebenen Gleichungen für Kieselglas benutzt:

$$\left(\tau = \frac{t}{100}\right)$$

$$\Delta l_0 = 0{,}0362\,\tau + 0{,}01813\,\tau^2 - 0{,}00340\,\tau^3$$

für -253^0 bis 100^0 C.

[3]) Verh. d. D. Phys. Ges. **16** (1914), 1—3, siehe auch Wärmetabellen der Physikal.-Techn. Reichsanstalt Braunschweig 1919, 25.

[4]) Zeitschr. f. Instr. **38** (1918), 98, siehe auch Wärmetabellen der Physikal.-Techn. Reichsanstalt Braunschweig 1919, 24.

$$\Delta l_0 = 0{,}0395\,\tau + 0{,}01\,282\,\tau^2 - 0{,}001\,698\,\tau^3$$

für 0^0 bis 500^0 C.

Am einfachsten rechnet man sich diese Verlängerung Δl_0 für einen 100 mm langen Stab in Skalenteile um und entnimmt die benötigten Werte einer Kurve. Da man vermuten kann, daß jedes Rohr aus Quarzgut, als einem schlecht definierten Material, einen etwas anderen Ausdehnungskoeffizienten hat, mißt man die Verlängerung eines ganz klaren Stabes aus Kieselglas und benutzt dieselbe als Korrektion für alle anderen Messungen.

Elektrolytkupfer.

Konstanten: Fernrohr. 1 Sk.-T. = 0,1 mm.

Länge l = 101,7 mm. F = 301,0 mm.

Durchm. d. Bohrung { oben 2,0 / unten 2,2 } Mittel 2,1 mm.

Hebelarm r = 9,91 mm. $l_{korr.}$ = 99,6 mm.

Zeit	Temperatur °C	Ablesung oben	Ablesung unten	$e_2 - e_1$ Sk.-T.	Δl_0 Sk.-T.	Δl_0 Sk.-T.
7^{55}	17,0	96,4	3,1	0	1,0	1
10^{20}—10^{30}	106,0	6,2 96,6	93,3 3,0 *)	180,4	5,9	186
11^{30}—11^{35}	198	5,0 98,0	94,8 1,7 *)	363,8	14,0	378
12^{30}—12^{35}	290	1,0 99,2	98,7 0,5 *)	557,8	22,0	580
1^{25}—1^{30}	375	2,9 96,0	96,8 3,5 *)	750,4	29,0	779
2^{00}—2^{05}	452	9,1 99,0	90,4 0,7 *)	924,2	34,4	959
2^{40}—2^{45}	516	26,6 97,9	73,0 1,9 *)	1068,9	37,4	1106
3^{15}—3^{20}	571	32,0	67,4	1200,3	39,8	1240

*) Bedeutet Zurückdrehen der Marken. Bei der neuen Ausführungsform des Autokollimationsfernrohrs wäre nur ein zweimaliges Umstellen nötig.

Zeichnet man eine Kurve mit der Temperatur als Abszisse und Δl als Ordinate, so kann man derselben die Verlängerungen in Skalenteilen für diejenigen Temperaturbereiche entnehmen, für die man die Ausdehnungskoeffizienten oder die Verlängerungen eines 1 m langen Stabes in mm/m anzugeben wünscht. Es ergibt sich:

Ausdehnungskoeffizient
zwischen . . . . . . 20^0 und 100^0 C: 0,00001497
Verlängerung von . . . . 20^0 bis 260^0 C: 4,17 mm/m
Verlängerung von . . . . 20^0 bis 500^0 C: 8,80 mm/m

Genauigkeit. Bei Einhaltung der nötigen Vorsichtsmaßregeln läßt sich leicht eine Genauigkeit von $^1/_2$ $^0/_0$ erreichen. Den Messungen der Reichsanstalt gegenüber sind die Abweichungen etwas größer, überschreiten jedoch auch nicht 1 $^0/_0$.

(Eingegangen am 22. März 1926.)

Die Kohlenstaubfeuerungen beim Bau von Elektrizitätswerken.

Vortrag von Dr. F. Münzinger im Sitzungssaal der AEG am 1. Oktober 1926.

Seit dem Bau der ersten betriebsbrauchbaren Kohlenstaubfeuerung für Dampfkessel in Amerika vollzog sich immer mehr die Verschmelzung von Feuerung und Kessel zu einem einheitlichen Ganzen.

Auf Grund von im Gange befindlichen Arbeiten kann angenommen werden, daß so gebaute Kessel um etwa 20 v. H. billiger werden als bisher. Auch die Betriebskosten werden wesentlich niedriger. Dadurch werden auch die Aussichten hoher Dampfspannung erheblich besser. Die AEG hat auch die Schwierigkeiten im Bau von Kohlenstaublokomotiven überwunden; bereits in naher Zeit werden die ersten deutschen Kohlenstaublokomotiven ihre Fahrten aufnehmen.

Durch die Staubfeuerungen können vor allem billige Abfallkohlen verwertet werden. In Deutschland stehen zwei große Gruppen solcher Abfallkohlen zur Verfügung, Staubkohlen aus Deutsch-Oberschlesien und Magerfeinkohlen aus dem Ruhrgebiet. Es handelt sich hierbei um sehr große Mengen, da etwa 25 v. H. der oberschlesischen Kohlen als Staubkohlen anfallen und viele Zechen des Ruhrgebietes bis zu 50 v. H. Feinkohle fördern. Auf den gleichen Heizwert bezogen, sind diese Abfallkohlen zurzeit bis zu mehr als 50 v. H. billiger als sortierte, für Kettenroste geeignete Kohlen.

Berichtigung.

In Heft Nr. 9 (1926) der Zeitschrift für technische Physik muß es auf Seite 423, rechte Spalte, Zeile 30, heißen: 10^8 Hertz, anstelle von 10^0 Hertz.

Neue Bücher.

(Besprechung bleibt vorbehalten.)

Abderhalden, E., Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden. Lief. 205. Abt. II. Physikalische Methoden. Teil 2. Heft 4. 192 S., 83 Abb. Urban & Schwarzenberg, Berlin-Wien. 1926. Rm. 8,70.

Ardenne, M. von, Der Bau von Widerstandsverstärkern. (Die Radio-Reihe, Band 17.) 2. Aufl. 142 S., 85 Abb. Richard Carl Schmidt & Co., Berlin W 62. 1927. Ganzleinen Rm. 3,60.

Dienemann, Karte der Rohstoffe und Standorte der deutschen Glasindustrie nebst Erläuterungen. Herausgegeb. v. d. Preuß. Geolog. Landes-Anst. Berlin und d. Deutsch. Glastechn. Ges. Frankfurt. 40 S. Deutsche Glastechnische Gesellschaft, Frankfurt a. M. 1926. Rm. 12,—.

Ignatowsky, W. v., Die Vektoranalyse und ihre Anwendung in der theoretischen Physik. Teil I. Die Vektoranalysis. (Sammlung mathematisch-physikalischer Lehrbücher 6, 1.) Dritte umgeänd. Aufl. IX, 108 S., 27 Abb. B. G. Teubner, Leipzig-Berlin. 1926. Kart. Rm. 5,60.

Teil II. Anwendung der Vektoranalysis in der theoretischen Physik. (6, 2.) Dritte neubearb. Aufl. IV, 120 S., 14 Abb. B. G. Teubner, Leipzig-Berlin. 1926. Kart. Rm. 5,60.

Kafka, Die ebene Vektorrechnung und ihre Anwendung in der Wechselstromtechnik. Teil I. Grundlagen. (Sammlung mathematisch-physikalischer Lehrbücher, Band 22.) VII, 132 S., 62 Abb. B. G. Teubner, Leipzig-Berlin. 1926. Kart. Rm. 7,60.

Liwschitz, M., Die elektrischen Maschinen. Einführung in ihre Theorie und Praxis. (Teubners technische Leitfäden Band 24.) VIII, 336 S., 284 Abb., 13 Taf. B. G. Teubner, Leipzig-Berlin. 1926. Geb. Rm. 14,—.

Lohr, Atomismus und Kontinuitätstheorie in der neuzeitlichen Physik. (Wissenschaftliche Grundfragen VI.) 82 S. B. G. Teubner, Leipzig-Berlin. 1926. Geheftet Rm. 4,—.

Rose, H., Das Hafnium. (Sammlung Vieweg, Tagesfragen aus den Gebieten der Naturwissenschaften und der Technik, Heft 86) 60 S., 17 Abb. Friedr. Vieweg & Sohn A.-G., Braunschweig. 1926. Geh. Rm. 3,75.

Schlipköter, M., Wärmewirtschaft im Eisenhüttenwesen. (Wärmelehre und Wärmewirtschaft in Einzeldarstellungen Band III.) VI, 119 S., 55 Abb., 16 Zahlentaf. Th. Steinkopff, Dresden und Leipzig. 1926. Brosch. Rm. 7,—, gut geb. Rm. 8,20.

Thoma, D., Mitteilungen des Hydraulischen Instituts der Technischen Hochschule München. Heft I. 90 S., 84 Abb. und einem Titelbild. R. Oldenbourg, München und Berlin. 1926.. Geh. Rm. 6,20.

Besprechungen.

Hoppe, E., **Geschichte der Physik.** VIII, 536 Seiten. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1926. Geh. Rm. 30,—, geb. Rm. 33,—.

In einer Zeit, wo die rasche Entwicklung der Forschung die Mehrzahl der Naturwissenschaftler in ihren Bann zwingt, gibt es nur wenige, die sich Muße für die Geschichte ihrer Disziplin bewahren. Daß sich nur wenige produktiv der Geschichte der Physik zuwenden, ist allenfalls begreiflich, da zu ihrer erfolgreichen Förderung wohl wesentlich andersartige Interessen und Forschungsmethoden gehören als zur Beschäftigung mit moderner Physik; desto nötiger ist es, daß das rezeptive Interesse der Physiker für die Geschichte ihres Forschungszweiges durch gute und anregend zu lesende Darstellungen der historischen Entwicklung gefördert wird.

Aus diesem Grunde ist jeder neue Versuch einer objektiven Darstellung der Geschichte der Physik zu begrüßen, auch wenn er nicht die kritische Gedankenschärfe Machs oder die abgerundete Schönheit einer modernen Monographie eines Einzelzweiges aufweisen kann.

Das Buch von Hoppe ist im ersten Teil zeitlich, im zweiten sachlich gegliedert. Altertum und Mittelalter werden auf 23 Seiten besprochen und zeigen eigene, auf Quellenstudium beruhende Kritik, die in ihrem Ergebnis für manchen Physiker neue und dankenswerte Erkenntnis zeitigt.

Die Neuzeit, die bis zum Jahre 1895 behandelt wird, ist im Gegensatz zu den ersten Abschnitten sachlich gegliedert in Mechanik, Wärme, Optik, Elektrizität und Magnetismus. Es ist klar, daß jeder Spezialist die Geschichte seines Einzelzweiges etwas knapp und kursorisch behandelt finden wird, aber dieses Urteil gilt nicht nur für Einzelnes, sondern gleichmäßig für alle Teile des Buches, so daß es — je nach den Ansprüchen, mit denen das Werk geschrieben ist und mit denen man an seine Lektüre herangeht — eher als Lob als als Tadel empfunden werden muß. Seine knappe Zusammenfassung wird weitgehend ausgeglichen durch die reiche Verarbeitung einer umfangreichen Literatur, die in ihren Zitaten überall über den Rahmen des Buches hinauszuführen versteht.

Daß die Bewältigung eines fast uferlosen Materials völlig fehlerfrei ist, darf man kaum erwarten. So lesen wir z. B. auf Seite 51 Richard Menzel statt Krigar-Menzel und finden beide getrennt im Namenverzeichnis. Auch manches scharfe Urteil mag befremden; so wird Goethes Farbenlehre mit der Begründung, daß sie „mit Physik garnichts zu tun" habe, übergangen, obwohl man dies von ihrem — zwar wenig sympathischen — polemischen Teil doch nur schwer behaupten kann und dem physiologischen Teil vielleicht mehr Bedeutung als Lamberts erwähnter Farbenpyramide beizumessen wäre. Doch soll mit diesen kleinen Bemängelungen, die neben der bewundernswerten ungeheuren Arbeitsleistung, die in dem ganzen Werke verkörpert ist, verschwinden, der Wert des Buches nicht herabgesetzt werden. Aufrichtig bedauern möchte der Referent aber, daß eine Gefahr gedrängter historischer Werke leider garnicht überwunden ist: die Langeweile des kompilatorischen Stils, die im vorliegenden Fall noch durch sehr mangelhaftes Sprachgefühl verschärft wird. Denn es heißt die Aufmerksamkeit und Energie des Lesers nutzlos anspannen, wenn man ihm auf 500 Seiten häufig Sätze zumutet, wie diesen (p. 356): „Da Faraday (1781—1867) das isolierende Medium bereits Dielektrikum genannt hat (1168), so ist es sehr begreiflich, daß diese Kapazität, da sie ja das Medium charakterisiert, in der auf diese Wilkesche Anschauung aufgebauten Theorie W. Thomsons (1824—1907), die den Nachweis liefert, daß man alle bis dahin als Fernwirkung aufgefaßten Erscheinungen auch so erklären kann, den Namen Dielektrizitätskonstante erhalten hat, und durch Maxwell überall eingebürgert ist (Electr. and Magn. I, § 104ff., 1873)." Das ist ein Verbrechen nicht nur am Leser, sondern auch an der deutschen Sprache, das um so bedauerlicher ist, als es bei Hoppe so vorherrschend ist, daß man von Inhalt und Form seines Buches nur sagen kann: ein guter Kern in bittrer Schale. Trotzdem ist zu wünschen, daß die Hoppesche Geschichte der Physik einen Platz in jeder Handbibliothek und — zum Ausgleich gegen die suggestive Gewalt der lebendigen Gegenwartsforschung — auch recht viele Leser findet. Denn nichts fördert die Zielsicherheit der Erforschung unbekannter Gebiete mehr als die Vertrautheit mit dem bereits zurückgelegten Weg.

O. v. Auwers.

Gehlhoff, G., **Lehrbuch der technischen Physik.** II. Band. Optik und Elektrik. XX, 1145 S., 761 Abb. i. T. J. A. Barth, Leipzig. Geb. Rm. 45,—, geh. Rm. 48,—.

Was dieser zweite Band enthält, geht aus der folgenden Inhaltsübersicht hervor:

Optik.

1. Die geometrische Optik und die optischen Instrumente. (H. Erfle.)
2. Interferenz, Beugung, Polarisation, Doppelbrechung. (H. Schulz.)
3. Technische Spektralanalyse. (E. Gehrcke.)
4. Physiologische Optik. (H. Schulz.)
5. Lichttechnik. (G. Gehlhoff.)

Elektrik.

1. Elektrostatik, Hochspannung, Isolation. (W. O. Schumann.)
2. Induktivität. (W. O. Schumann.)
3. Magnetismus. (R. Jäger.)
4. Elektrische Einheiten. (R. Jäger.)
5. Elektrische Meßgeräte. (G. Keinath.)
6. Fernsprech- und Telegraphentechnik. (Ulfilas Meyer)
7. Elektrische Maschinen. (W. O. Schumann.)
8. Überspannungen, Schalter, Anlagen. (W. O. Schumann.)
9. Radiotelegraphie und -telephonie. (E. Nesper.)
10. Gasentladungen. (G. Gehlhoff und R. Seeliger.)
11. Hochvakuum. (F. Bergter.)
12. Röntgentechnik. (O. Berg und K. W. Hausser.)

Gegenüber dem ersten Band stellt der zweite einen ganz entschiedenen Fortschritt dar, wenn man diesen Ausdruck hier gebrauchen darf. Daß auch im zweiten Band die einzelnen Abschnitte sowohl in der Auffassung der Aufgabe, als auch in der Art der Ausführung sich erheblich voneinander unterscheiden, ist bei einem Werk, das nicht von einem einzelnen Verfasser herrührt, unvermeidlich. Ich lege aber besonderen Wert darauf festzustellen, daß im zweiten Band die meisten Verfasser wirklich das bringen, was man unter „technischer Physik" zu verstehen hat. Vorbildlich jedenfalls in der Anlage ist meinem Gefühl nach der Artikel des Herausgebers selbst über Lichttechnik. Darin sind ganz kurz die physikalischen Grundlagen vorausgestellt; dann sind die physikalischen Methoden zur Prüfung der Eigenschaften einer Lichtquelle (photometrische Methoden) ausgeführt; es sind die verschiedensten Lichtquellen in ihren strahlungs- und lichttechnischen Eigenschaften eingehend beschrieben; es sind ferner die Gesichtspunkte und Anordnungen besprochen, die für die künstliche Beleuchtung von irgendwelchen Räumen oder Plätzen in Betracht kommen, und endlich die Leuchtgeräte (z. B. Scheinwerfer, Leuchtfeuer, Projektionsapparate), bei denen künstliche Lichtquellen Verwendung finden. Überall sind die Fragen, auf die es bei der technischen Verwendung ankommt, klar hervorgehoben. Wer sich über die moderne Lichttechnik unterrichten will, ohne Spezialist auf diesem Gebiete zu sein oder werden zu wollen, findet in diesem Artikel wirklich alles das, was er braucht. Auf der anderen Seite hat der ganze Artikel 68 Seiten, er ist also nicht etwa ein ausführliches Spezialwerk über Beleuchtungstechnik, dessen eingehendes Studium sich nur Spezialisten erlauben können. Eine sehr vernünftige Auswahl des Stoffes gestattete trotzdem die Darstellung so ausführlich zu machen, daß sie jedem, der die Voraussetzungen eines solchen Buches überhaupt erfüllt, verständlich sein muß.

Ähnlich gehalten sind auch noch andere Artikel, z. B. derjenige von Keinath über Elektrische Meßgeräte und derjenige von O. Berg und K. W. Hausser über Röntgentechnik. Mehr physikalisch als technisch, was allerdings im Wesen der Sache begründet ist, ist der Artikel über Gasentladung von dem Herausgeber und R. Seeliger. Die theoretischen Grundlagen sind stark betont in den Artikeln von W. O. Schumann und U. Meyer. Ausgezeichnet ist der Artikel des früh verstorbenen H. Erfle über die geometrische Optik und die optischen Instrumente; ich werde jeden, der auf die vielen Fragen dieses Gebietes präzise Antworten haben will, auf diesen 63 Seiten langen Artikel verweisen.

Die Darstellung des ganzen Bandes ist für den Leserkreis, für den das Buch bestimmt ist — fortgeschrittene Studenten und Ingenieure — verständlich. Manche Artikel würden vielleicht gewonnen haben, wenn die Verfasser etwas weniger Einzelheiten gebracht und sich auf die besonders wichtigen konzentriert hätten.

Die Ausstattung und die Abbildungen sind durchwegs gut.

Ich möchte das Buch allen Physikern und Ingenieuren, die sich für die Verwendung der Physik interessieren, dringend empfehlen, insbesondere auch den Kollegen, die an einer technischen Hochschule Physik zu lesen haben. Auch denjenigen, die Experimentalphysik an der Universität vertreten, wird es eine Menge Anregungen für ihre Vorlesungen geben: ich könnte mir sehr gut vorstellen, daß auch die Mediziner es dankbar begrüßen würden, wenn sie etwas mehr von den Anwendungen der Physik und dafür etwas weniger Formeln zu hören bekämen. J. Zenneck.

Müller, W., **Dynamik.** I. Band: Dynamik der Einzelkörper. 160 S., 70 Abb. II. Band: Dynamik der Körpersysteme. 137 S. Mit 51 Abb. (Sammlung Göschen Band 902 und 903.) Walter de Gruyter & Co., Berlin W 10 und Leipzig. Jeder Band Rm. 1,25.

Neben der schon sehr ansehnlichen Schar von ausführlichen Lehrbüchern der allgemeinen und der technischen Mechanik behaupten auch die kurz gefaßten Kompendien dieser Wissenschaft ihr Recht, sowie sie etwa in den bekannten Göschen-Bändchen und ähnlichen Sammlungen Überblicke über ein Wissensgebiet zu geben pflegen. Hier freilich liegt bei der gebotenen Kürze die besondere Schwierigkeit vor, daß ein solches Werk sich gleicher Weise fernhalten soll von Einseitigkeit in der Behandlung einzelner weniger Gebiete, wie es sich andererseits auch nicht bloß auf allgemeine Erörterungen beschränken darf, die nicht in das Wesen der Materie eindringen. Der Verfasser des vorliegenden Werkes hat diese Schwierigkeiten gut zu meistern verstanden. Seine zwei Bände Dynamik geben freilich nur dem, der schon etwas in der Mechanik Bescheid weiß — einen ziemlich vollständigen Überblick über das ganze weite Gebiet der Dynamik. Er findet dabei noch Raum zu instruktiven und nicht alltäglichen Beispielen. Dies wird erreicht durch eine äußerst konzentrierte Darstellung und Schreibweise, wobei auch die Ableitung der Formeln unter reichlicher, wenn auch nicht einseitiger Benützung der Vektorrechnung, ebenfalls so knapp wie möglich durchgeführt ist.

Aus dem Inhalt seien besonders die den Ingenieur interessierenden Kapitel erwähnt: Im 1. Band wird ein besonderes Kapitel den technisch wichtigen Schwingungsvorgängen gewidmet, während der ganze dritte Abschnitt die vollständige Bewegung des starren Körpers bringt. Er gliederte sich in die Untersuchung der Scheibenbewegung und der allgemeinen räumlichen Drehbewegung, wobei besonders wichtige Beispiele technischer Art sowie schließlich Theorie und Anwendung des Kreisels (mit Beispielen) erläutert werden.

Im 2. Teil wird besonders mit Rücksicht auf die Bedürfnisse des Ingenieurs einiges über die Arten von Kräften namentlich über die verschiedenen Formen von Reibungs- und Widerstandskräften gesagt. Es wird weiter auf die Bewegungsgleichungen eines Systems hingewiesen, die nach verschiedenen Verfahren, im wesentlichen nach dem Prinzip von d'Alembert aufgestellt werden. Hier werden auch sonst weniger beachtete Erscheinungen, wie die Momentan-Bewegungen behandelt, wobei die Impulsbetrachtung, die ja auch bei englischen Schriftstellern an erster Stelle steht, gebührend gewürdigt wird. Es folgen dann verschiedene elegante analytische Methoden, die in technischen Kreisen trotz ihrer vielseitigen Anwendbarkeit wenig bekannt sind. So sind auch die Lagrangeschen Gleichungen durch ihre Anwendung auf einige technisch wichtige Fälle gebührend hervorgehoben.

Ein Schlußabschnitt endlich bringt in gedrängter Kürze den Zusammenhang der wichtigsten Grundsätze aus dem Gebiet der Variationsdynamik und der partiellen Differentialgleichungen der Bewegung.

Das kleine Werk kann als eine sehr beachtliche Erscheinung durchaus empfohlen werden. A. Pröll.

Störmer, C., **Aus den Tiefen des Weltenraumes bis ins Innere der Atome.** Deutsche Ausgabe von J. Weber. 195 S., 65 Abb. F. A. Brockhaus, Leipzig. 1925. Geh. Rm. 5,—, Halbleinen geb. Rm. 6,—.

Eine im besten Sinne des Wortes allgemeinverständliche Darstellung des norwegischen Mathematikers, dem die Aufklärung des Nordlichts so wesentliche Förderung verdankt. Es werden in leichtfaßlicher, anschaulicher und anregender Form verschiedene Ergebnisse der modernen exakten Naturforschung dargelegt, dabei wird aber stets der hierbei benutzte Weg, besonders der experimentelle, gezeigt. Die einzelnen Kapitel betreffen Beispiele aus der Kosmogonie, Astrophysik, Geophysik bis zur Lehre von dem Bau der Atome und den hochfrequenten Strahlungen.

Das Buch ist besonders an Fernerstehende warm zu empfehlen, dabei ist ihm eine Verbreitung unter der Jugend zu wünschen, da aus ihm nicht ein Spezialist, sondern ein Naturforscher spricht. R. Swinne.



Kármán, Th. v., **Abhandlungen aus dem Aerodynamischen Institut** an der Technischen Hochschule Aachen. Heft 4. Julius Springer, Berlin. 1925. Bruno Eck, Strömungserscheinungen in Ventilen, mit 35 Abb. i. T. Th. v. Kármán, Gastheoretische Deutung der Reynoldschen Kennzahl. Th. v. Kármán, Über die Stabilität der Laminarströmung und die Theorie der Turbulenz mit 4 Abb. i. T. Bruno Eck und Erich Kayser, Über einige Anwendungen nomographischer Methoden in der Thermodynamik, mit 7 Abb. i. T. 48 S. Geh. Rm. 5.10.

Das vorliegende Heft bedeutet wieder eine Reihe wertvoller Bausteine für die Erkenntnis auf dem Gebiet der Hydraulik. Leider sind die Vorgänge innerhalb der Strömungsbahnen fließender Medien so verwickelt, daß es außerordentlich schwer wird, die Ergebnisse der theoretischen Untersuchungen auf die Berechnung praktischer Gestaltungsformen anzuwenden. Immerhin klären derartige Rechnungen die Anschauung und geben ein Gefühl für die Tendenzen der einen oder anderen Strömungsfunktion. Insofern bietet das Heft auch dem Praktiker manche Anregung.

M. Schaack.

Karrer, P., **Einführung in die Chemie der polymeren Kohlenhydrate.** Bd. 3 der Kolloidforschung in Einzeldarstellungen. IX, 285 S. Akademische Verlagsges. m. b. H., Leipzig. 1925. Geh. Rm. 13,—, geb. Rm. 16,—.

Das umfangreiche Gebiet der Polysaccharide eingehend darzustellen und zu schildern, ist sehr verdienstvoll. Es gibt wohl kaum ein Kapitel der organischen Chemie, das von den neuen Ideen in der Physik und Kolloidchemie so viel aufgenommen wie die Chemie der Kohlehydrate. Ursprünglich ein Arbeitsgebiet von wenigen Leuten, die sich mühselig genug mit unerquicklichen Schmieren abquälen mußten, zählen die einst so wenig geachteten Kohlenhydrate in der Neuzeit zu den interessantesten Körpern. Es gibt eigentlich nur zwei Fragen, die dem Chemiker bisher intensiv beschäftigt haben, die eine fragt nach dem Molekulargewicht, und die zweite sucht diejenigen Zucker zu identifizieren, die ein Polysacharid aufbauen. Bei der Lektüre des Buches findet man, daß diese beiden Fragen noch jahrzehntelang die Polysaccharidchemie beeinflussen und bestimmen werden. Aber trotzdem kann man erkennen, daß neuartige Anschauungen mit dem Begriff Molekulargewicht im klassischen Sinne zu brechen anfangen. Die Röntgenanalyse, verfeinerte physikalische und chemische Methoden lehren, daß die Polysaccharide im Gegensatz zur früheren Auffassung aus wenig Elementarteilchen zusammengesetzt sind. Grundlage der Polysaccharidchemie wird mehr und mehr die aus der Kolloidchemie rühmlichst bekannte Nägelische Mizellentheorie. Die Zellulose als das bestbekannte Polysaccharid nimmt naturgemäß den größten Raum des Buches ein. Es folgen Stärke und Glykogen. Der Rest der weniger bekannten Polysaccharide, darunter das sehr interessante Chitin, wird systematisch besprochen unter Verwendung reichlicher Zitate der Originalliteratur, was selbstverständlich auch für die Besprechung der bekannteren Polysaccharide gilt. Im übrigen ist der Stil des Buches so leichtflüssig, daß sich manche Kapitel wie moderne Romane lesen, ein Genuß für jeden Naturwissenschaftler.

F. Evers.

Berger, R., **Die Schalltechnik.** Sammlung Vieweg, Heft 83. IV, 115 S., 97 Abb. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1926. Geh. Rm. 6,—.

Die zunehmende Bedeutung akustischer Fragen für die Technik verlangt nach Mitteln, den Ingenieuren die Grundlagen der Akustik näher zu bringen als es in dem normalen Physikunterricht möglich ist. Das Gebiet der Schalltechnik umfaßt dabei die Gesamtheit aller elastischen Schwingungen, die sich in festen, flüssigen und gasförmigen Körpern ausbreiten. Die vorliegende Zusammenstellung vermittelt einen guten Überblick über dieses ganze Gebiet und regt zu weiterem Eindringen in den Stoff an. Der Inhalt sei durch einige Stichworte gekennzeichnet: Die technisch wichtigsten Schalle (Dehnungs-, Verdichtungs-, Schub-, Oberflächen- und Biegungswellen), Schallschwingungen, Schallisolation, Hörsamkeit von Innenräumen, Prüfung von Stoffen, Schallsignale, Schallvermessung, Analyse des Schalles. Schallsender- und Empfänger. Die Darstellung ist knapp, aber gut, an manchen Stellen wäre eine Angabe der Quellen wünschenswert. Auf die Verfahren zur Schallmessung wird nicht eingegangen. Man kann aber durchaus dem Schlußwort des Verfassers zustimmen, daß „die Elektronenröhre uns heute die Möglichkeit gibt, schalltechnische Aufgaben auf ganz anderen Wegen zu lösen als vor wenig Jahren“ und daß „es ein Genuß ist, den Laufschritt der Schalltechnik von heute zu beobachten.“ E. Lübcke.

Levi-Civita, T., **Fragen der klassischen und relativistischen Mechanik.** 4 Vorträge, gehalten in Spanien im Januar 1921. Autorisierte Übersetzung. VI, 110 S., 13 Abb. Julius Springer, Berlin. 1924. Geh. Rm. 5,40.

In 4 Vorträgen behandelt der bekannte Verfasser vier gänzlich verschiedene Gebiete der reinen bzw. angewandten Mathematik. Der erste Vortrag berichtet über „die Regularisierung des Dreikörperproblems und ihre Tragweite“, also ein astronomisches Problem, wobei besonders die Frage der Gefahr eines Zusammenstoßes mit anderen Himmelskörpern ausführlich behandelt wird. Sodann wird ein Kapitel der Hydrodynamik, nämlich die Ausbreitung von Flüssigkeitswellen in Kanälen besprochen. Der dritte Vortrag (Parallelismus und Krümmung in einer beliebigen Mannigfaltigkeit) ist rein mathematischer Natur, während der vierte sich der Physik zuwendet: Die geometrische Optik und das allgemeine Einsteinsche Relativitätsprinzip, wobei der Verf. sich jedoch auf die Krümmung der Lichtstrahlen im Gravitationsfeld beschränkt. Die von P. Hertz, Kneser und Ostrowski übersetzten Vorträge bilden eine fesselnde und anregende Lektüre. Sie werden jedem von Nutzen sein, der sich über die behandelten Spezialprobleme schnell orientieren will. R. Becker.

Güntherschulze, A. u. W. Germershausen, **Übersicht über den Stand der Gleichrichter.** 2. A. 111 S., 79 Abb. Hachmeister & Thal, Leipzig. 1925. Brosch. Rm. 4.—.

Das vorliegende Buch ist ein Sonderdruck aus dem „Helios“ und gibt einen Überblick über die Wirkungsweise der zur Zeit auf dem Markt befindlichen Gleichrichter und zwar in folgender Reihe: Mechanische Gleichrichter (Hydragleichrichter, Gleichrichter von Falkenthal, Gleichrichter von Koch u. Sterzel, Pendelgleichrichter der Velios-Werke und von Max Levy), elektrolytische Gleichrichter (Phywe, Balkite); Gasentladungsgleichrichter (Wehneltgleichrichter, Wolfram-Glühkathodengleichrichter, Glimmlichtgleichrichter, Quecksilberdampfgleichrichter). Mit der zunehmenden Verbreitung des Rundfunkes ist auch die Nachfrage nach Ladegleichrichtern gewachsen und es ist deshalb mit Freuden zu begrüßen, daß gerade in dem jetzigen Augenblicke eine zusammenfassende Darstellung der vorhandenen Gleichrichtertypen und deren Wirkungsweise von dem besten Kenner der Gleichrichter Prof. Güntherschulze und dem langjährigen Leiter der Fabrikation der Wehneltgleichrichter Germershausen erschienen ist. A. Gehrts.

Barkhausen, H., **Elektronenröhren.** 2. Band, Röhrensender. VI, 118 S., 69 Abb. i. T. S. Hirzel, Leipzig. 1925. Brosch. Rm. 4,—, geb. Rm. 5,50.

Die einzige Möglichkeit sich über die Vorgänge in Senderöhren zu unterrichten, bestand bisher in der Lektüre des vorzüglichen Handbuches von Zenneck-Rukop, das aber mehr als Kompendium anzusprechen ist und sich zur Einführung — schon wegen der in ihm benutzten ungebräuchlichen Bezeichnungsweise — wenig eignet. In dem Buch von Barkhausen liegt jetzt das Werk vor, zu dem jeder greifen sollte, der sich mit den Vorgängen in den Senderöhren erstmalig vertraut machen will. Es führt den Leser in leichtfaßlicher Form in das Gebiet der Senderöhren ein und mit einer Anschaulichkeit, die den englischen Fachbüchern so oft nachgerühmt wird. Das Buch

zerfällt seinem Inhalt nach in zwei Teile: im ersten Abschnitt wird die Senderöhre als Gleichstrom-Wechselstrom-Umformer betrachtet (Energienmsatz, Schwingungen erster und zweiter Art), im zweiten Abschnitt wird das Problem der Selbsterregung (Rückkoppelung, Ziehen) erörtert. Zahlreiche Beispiele erleichtern das Verständnis des Dargebotenen. Dem Buch ist weiteste Verbreitung zu wünschen.

A. Gehrts.

Kalkschmidt, E., **Oskar von Miller.** Ein Führer deutscher Technik. 21. Aufl. 85 S., 63 Abb. i. T. Dieck & Co., Stuttgart. 1925. Geb. Rm. 1,80, Halblein. Rm. 2,50.

Eine zur weiten Verbreitung bestimmte, reich illustrierte, populäre Darstellung des Lebenslaufes von Oskar von Miller und seiner Leistungen und Werke, insbesondere des Deutschen Museums in München.

R. Swinne.

Personalnachrichten.

Berlin. Prof. Dr. H. Fassbender wurde vom Argentinischen Verein Deutscher Ingenieure und von der Asociacion Argentina de Electrotecnicos zum korrespondierenden Mitglied ernannt. .

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin W. 9, Linkstraße 33/34, 2 Treppen rechts. Telephon Lützow 2210.

Die Bürostunden sind: Montag bis Freitag von 9—4 Uhr, Sonnabends von 9—1 Uhr.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Seitens des Herrn Dr. Werner Espe, Charlottenburg:
Herr Dr.-Ing. Robert Strigel, Charlottenburg, Kaiserin Augusta-Allee 84 I, bei Steinel.

Seitens des Herrn Prof. Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:
Herr Dr. R. Kummer, Berlin-Steglitz, Kantstraße 5.
Herr Obering. Engels, Altwasser-Sandberg, Tielschstraße 1 (Schles. Spiegelmanufaktur).

Seitens des Herrn Dr.-Ing. L. C. Glaser, Würzburg:
Herr Prof. Ellenberger, Salzuflen-Lippe.
Herr cand. phys. Goller, Würzburg, Laboratorium für technische Physik des Physikalischen Instituts.
Herr cand. phys. Otto Notter, Würzburg, Laboratorium für technische Physik des Physikalischen Instituts.
Herr stud. phys. Weissmann, Hauptmann der Reichswehr, Würzburg, Huttenstraße.

Seitens des Herrn Halberstadt, Wien XIII:
Herr Karl Koller, Direktor der österr. Filiale von C. H. F. Müller Hamburg, Wien VIII, Alserstraße 71.

Seitens des Herrn Dr. Hausser, Siemensstadt:
Herr Dr. Berthold, Berlin-Friedenau, Moselstraße 8.

Seitens des Herrn Geh. Rat Prof. Dr. F. **Kurlbaum,** Berlin-Dahlem:
Herr Dipl.-Ing. Wolfgang Pupp, Berlin-Reinickendorf-Ost, Pankower Allee 11a (Assistent am Physikalischen Institut der Technischen Hochschule).

Seitens des Herrn Dr. J. Wiesent, München 2 SO 1:
Herr Studienrat Josef Wimmer, Pasing, Hermannstraße 19.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Prof. Dr. Dieterici, Kiel, Niemannsweg 78, jetzt Hannover, Lüerstraße 28.

Herr Dr. F. Ebert, Breslau 16, Sternstraße 96, jetzt Novastraße 8.

Herr Prof. Dr. H. Fassbender, Grunewald, Franzensbaderstraße 3, jetzt Berlin-Lankwitz, Berncastlerstraße 15.

Herr Dr. P. A. Galbas, Oberschöneweide, Schillerpromenade 12 I, jetzt Wilhelmshaven-Rüstringen, Holtermannstraße 63d.

Herr Direktor Walter Hahnemann, Kitzeberg bei Kiel, An der Kieler Förde, Post Heikendorf, Haus 52, jetzt Berlin-Marienfelde, Hranitzkystraße 36a.

Herr Student der Physik Otto Holtzmann, Heidelberg, Brückenstraße 28, jetzt Albert Maystraße 4 III.

Herr Dr. Erwin Meyer, Wilmersdorf, Detmolderstr. 57 I, jetzt Steglitz, Mariendorferstraße 17 I.

Herr Elektroing. H. B. Peirce, Berlin W 15, Pariserstr. 6, jetzt Berlin N 4, Invalidenstraße 110.

Herr Dir. Prof. Dr.-Ing. Quasebart, Berlin W 62, Lutherstraße 48, jetzt Berlin O 17, Ehrenbergstr. 11—14.

Herr Dr.-Ing. H. Rothe, Dresden, Nürnbergerstraße 41, jetzt Dresden-A. 24, Helmholtzstraße 2 III.

Herr Dr. Walter Schilling, Berlin-Rosenthal, Prinz Heinrichstraße 35/36, jetzt Berlin-Spandau-West, Zeppelinstraße 69.

Herr Dr. F. Schmieder, Rudolstadt in Thür., Baumgarten 3, jetzt Cumbacher Weg 31.

Herr Privatdozent Dr. Adolf Smekal, Wien IV, Schikanedergasse 13, jetzt Charlottenburg 9, Soldauallee 11 bei Direktor Wachtel.

Herr Dr. Otto Utesch, Greifswald, Fischstraße 27, jetzt Blücherstraße 2.

Der 1. Vorsitzende: Prof. Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Dresden.

Bericht über das vergangene Vereinsjahr.

Am 15. März 1926 wurde die Ortsgruppe Dresden mit 60 Mitgliedern gegründet. In der ersten Hauptversammlung am 23. Juni 1926 wurden die Satzungen der Ortsgruppe aufgestellt und genehmigt und Vorstand und Beirat gewählt. Der Vorstand besteht aus den Herren Prof. Dr. Koch (1. Vorsitzender), Prof. Dr. Berndt (2. Vorsitzender), Studienrat Krebs (Schatzmeister), Cand. Pietzsch (Schriftführer), der Beirat aus den Herren Prof. Dr. Barkhausen, Prof. Dr. Dember, Fabrikbesitzer Jul. Heyde, Direktor Hildebrand, Prof. Dr. Hugershoff, Hüttendirektor Koppenberg. Die Ortsgruppe zählt augenblicklich 66 Mitglieder. In den beiden Versammlungen trugen vor Dr. Polany über technische Röntgenspektrographie und Prof. Dr. Hort über Neuere Fragen der Schwingungstechnik und Maschinendynamik. gez. Fr. J. Koch, 1. Vorsitzender.

Redaktionsschluß am 9. Oktober 1926. .

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig



Erstes Düsseldorf-Heft.

Zeitschrift für technische Physik

1926 Siebenter Jahrgang Nr. 11

INHALT:

Vorträge, gehalten auf der 89. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Düsseldorf.

I. Thermodynamik.

Der eisenlose Induktionsofen.

Von W. Fischer.

Inhalt; Es wird die Theorie der eisenlosen Induktionsheizung mitgeteilt und über Bau, Schaltung und Betrieb von Hochfrequenz-Induktionsöfen berichtet.

Jeder Hochfrequenztechniker kennt aus der Erfahrung die Tatsache, daß größere Metallmassen sich in starken Hochfrequenzfeldern erwärmen. Diese Erscheinung ist in der Hochfrequenztechnik von Anfang an ein gefürchtetes Übel gewesen. Überall wo konzentrierte Hochfrequenzfelder auftreten, besonders bei Spulen, kann Metall als Baumaterial aus diesem Grunde nicht verwendet werden.

Wie so häufig in der angewandten Physik ist auch hier eine ursprünglich nur als Hindernis aufgetretene Erscheinung technisch ausgewertet worden, so daß wir heute die Erwärmung von Metallen durch Hochfrequenzfelder bis zu den höchsten Schmelztemperaturen steigern können. In der Verfolgung dieses Zieles sind uns die Amerikaner wieder einmal ein gutes Stück voraus gewesen. Dort hat seit 6—7 Jahren Professor Northrup dieses Gebiet erfolgreich bearbeitet; fast gleichzeitig und unabhängig von ihm hat in Frankreich Professor Ribaud dasselbe Ziel verfolgt, scheint aber nicht so rasch zu technisch verwertbaren Resultaten gekommen zu sein. In Deutschland war schon in den Jahren 1912/13 ein dahingehender Versuch gemacht worden, der jedoch, vielleicht infolge des Krieges, liegen geblieben war. Es ist das Verdienst des Kaiser Wilhelm-Instituts für Eisenforschung in Düsseldorf, von neuem die Bearbeitung des Hochfrequenzofens in Deutschland angeregt zu haben.

Die Firma Lorenz, Berlin, hat gemeinsam mit dem Kaiser Wilhelm-Institut seit zwei Jahren die Vorarbeiten und Versuche hierfür unternommen, auf Grund deren jetzt Hochfrequenzschmelzanlagen für die metallurgische Praxis gebaut werden.

I. Theorie des eisenlosen Induktionsofens.

Zum Verständnis der Wirkungsweise des eisenlosen Induktionsofens ist es nötig, etwas näher auf die Theorie einzugehen.

Befindet sich im Innern einer zylindrischen Spule, welche mit Hochfrequenz gespeist wird, ein massiver Metallzylinder, so stellt dies eine Umkehrung des bekannten Falles des geraden zylindrischen Leiters dar, durch den Hochfrequenz fließt. Die elektrischen und magnetischen Vektoren vertauschen einfach ihre Rollen. Im geraden Leiter fließt der elektrische Strom parallel zur Zylinderachse, der magnetische Fluß in konzentrischen Ringen um die Achse. In unserem Falle

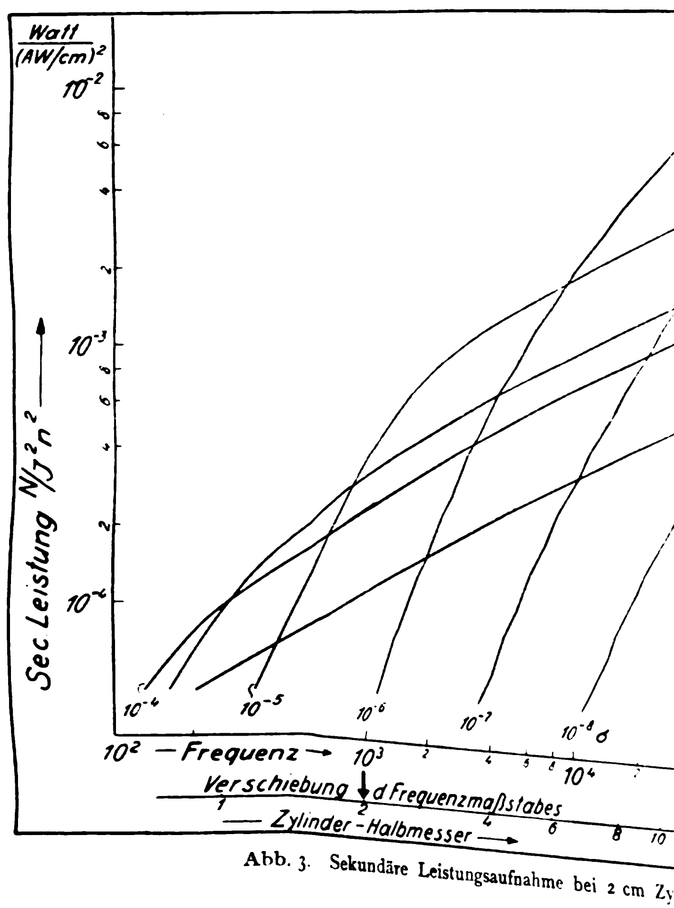


Abb. 3. Sekundäre Leistungsaufnahme bei 2 cm Zy

die Funktion P durch ihr Maximum geht. Für einen bestimmten Durchmesser und eine bestimmte Frequenz wird das Maximum der Leistung bei einer ganz bestimmten Leitfähigkeit erreicht, welche sich aus dem Maximum der Funktion P

$$\text{zu } \sigma_{opt} = \frac{0{,}08}{r_0^2 f} \text{ ergibt.}$$

Ist die Leitfähigkeit kleiner als diese optimale, so befindet man sich auf dem steilen Ast der Leistungskurve; ist sie größer, auf dem flachen. Die Leitfähigkeiten der festen Metalle sind alle so groß, daß man bei Frequenzen über 1000 und Zylinderhalbmessern über 2 cm immer auf dem flachen Teil der Leistungskurven arbeitet.

II. Bau und Betrieb des eisenlosen Induktionsofens.

In der Praxis sind die Verhältnisse natürlich bei weitem nicht so übersichtlich. Erstens ist die Voraussetzung extrem langer Zylinder nicht erfüllt, zweitens hat man in der Einschmelzperiode meist keinen massiven Zylinder, sondern unregelmäßig geformten Schrott. Trotzdem gibt die Theorie wesentliche Anhaltspunkte. Die einzelnen Schrottstücke können als Einzelzylinder aufgefaßt

werden, auf
anzuwenden s
Den Hau
Primärwicklun
rohr, durch
In dem Inner
entweder in ei
oder in einer
gestampften F
eine starke K
Spule zu erre
möglichst groß
die wärmeisol
dünn, so we
ableitung zu
zwischen gut
isolierung ein
Für die W
grad ausschla
Abb. 3 müßte
quenzen gehe
dem Verlustw
hängig und d
Frequenz. D
mit der Fre
Abb. 3 stärke

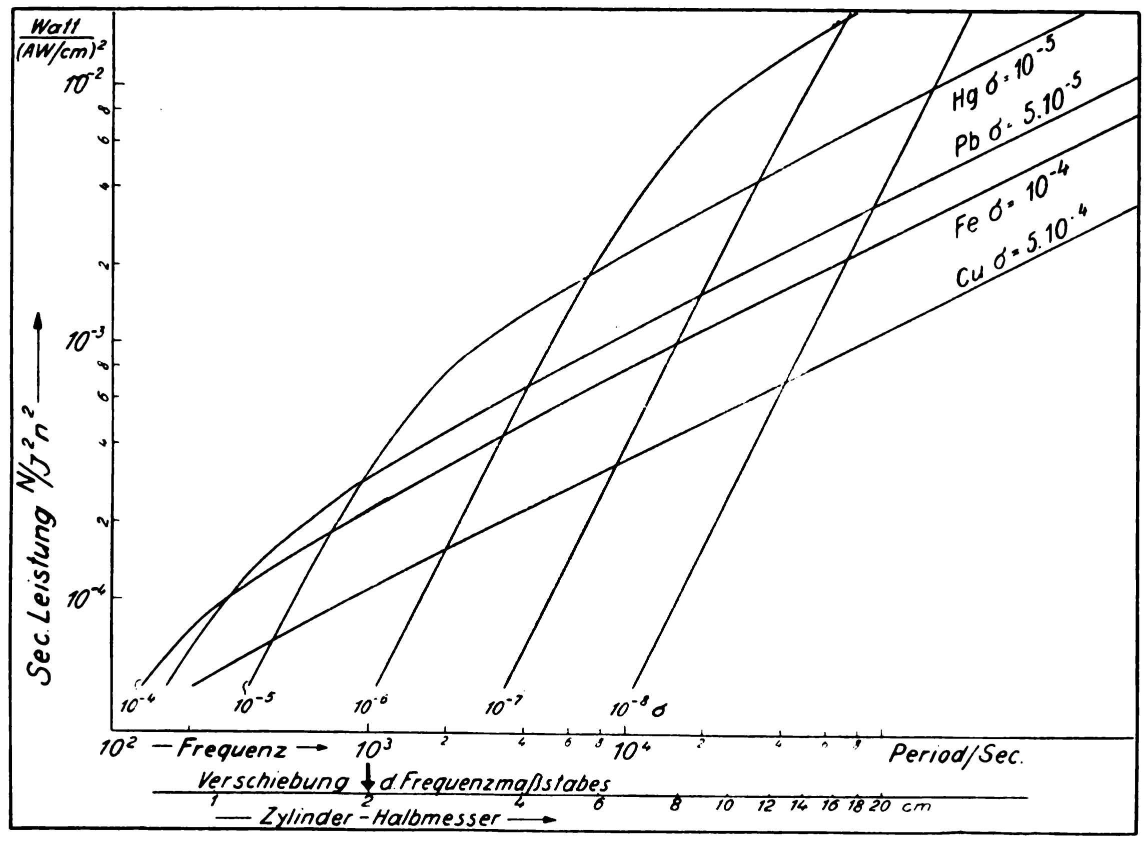


Abb. 3. Sekundäre Leistungsaufnahme bei 2 cm Zylinderhalbmesser.

die Funktion P durch ihr Maximum geht. Für einen bestimmten Durchmesser und eine bestimmte Frequenz wird das Maximum der Leistung bei einer ganz bestimmten Leitfähigkeit erreicht, welche sich aus dem Maximum der Funktion P

$$\text{zu} \quad \sigma_{\text{opt}} = \frac{0{,}08}{r_0^2 f} \quad \text{ergibt.}$$

Ist die Leitfähigkeit kleiner als diese optimale, so befindet man sich auf dem steilen Ast der Leistungskurve; ist sie größer, auf dem flachen. Die Leitfähigkeiten der festen Metalle sind alle so groß, daß man bei Frequenzen über 1000 und Zylinderhalbmessern über 2 cm immer auf dem flachen Teil der Leistungskurven arbeitet.

II. Bau und Betrieb des eisenlosen Induktionsofens.

In der Praxis sind die Verhältnisse natürlich bei weitem nicht so übersichtlich. Erstens ist die Voraussetzung extrem langer Zylinder nicht erfüllt, zweitens hat man in der Einschmelzperiode meist keinen massiven Zylinder, sondern unregelmäßig geformten Schrott. Trotzdem gibt die Theorie wesentliche Anhaltspunkte. Die einzelnen Schrottstücke können als Einzelzylinder aufgefaßt werden, auf welche die vorigen Überlegungen anzuwenden sind.

Den Hauptbestandteil des Ofens bildet die Primärwicklung, eine Zylinderspule aus Kupferrohr, durch welche zur Kühlung Wasser fließt. In dem Inneren dieser Spule ist das Schmelzgut entweder in einem feuerfesten nichtleitenden Tiegel oder in einem in den Spulenkörper direkt eingestampften Futter aus Magnesit oder dergl. Um eine starke Kopplung zwischen Schmelzkörper und Spule zu erreichen, wird man den Schmelzraum möglichst groß zu machen suchen. Wird jedoch die wärmeisolierende Wand zwischen beiden sehr dünn, so werden die Verluste durch Wärmeableitung zu groß. Es ist also ein Mittelweg zwischen guter Kopplung und guter Wärmeisolierung einzuhalten.

Für die Wahl der Frequenz ist der Wirkungsgrad ausschlaggebend. Nach der Leistungskurve Abb. 3 müßte man ja zu möglichst hohen Frequenzen gehen. Der Wirkungsgrad ist aber von dem Verlustwiderstand der Primärwicklung abhängig und dieser ist ebenfalls eine Funktion der Frequenz. Der Wirkungsgrad wächst nur solange mit der Frequenz als die Leistungskurve der Abb. 3 stärker ansteigt als die Widerstandskurve

Die beiden grundsätzlichen Schaltmöglichkeiten hierfür — Stromresonanz- und Spannungsresonanzschaltung — sind in Abb. 4 angegeben. In beiden Fällen gibt die Maschine reine Wattleistung ab, wenn der Kreis abgestimmt ist.

Eisen noch d
Die Verände
die Kapazität
den Generator
belasten, muß

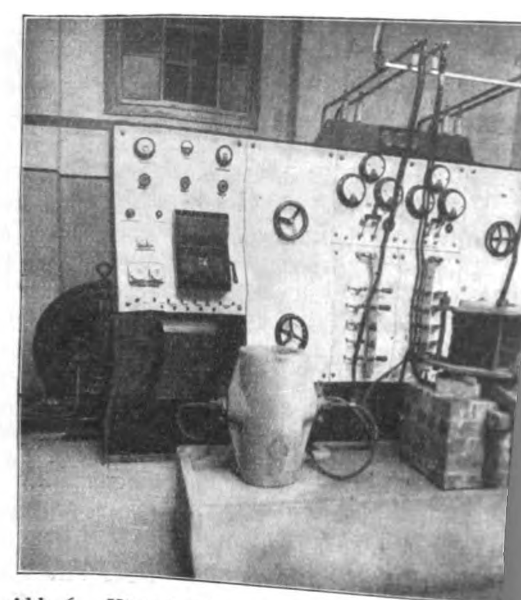


Abb. 6. Versuchs-Schmelzanlage im Kaiser Wilhelm-Instit

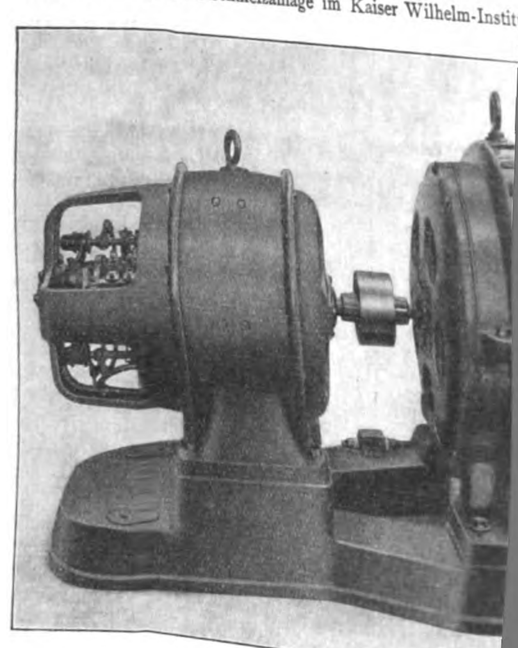


Abb. 7. Hochfrequenzumformer 30 K

Der Scheinwiderstand des Ofens ändert sich während eines Schmelzprozesses sehr stark einmal dadurch, daß die gestückelte Form des Einsatzes durch Zusammenschweißen in einen massiven Block übergeht, ferner durch Änderung der spezifischen Leitfähigkeit bei höheren Temperaturen, bei

angepaßt bleib
während des
transformiert
bindung einer
resonanzschalt
unten dargest

Die beiden grundsätzlichen Schaltmöglichkeiten hierfür — Stromresonanz- und Spannungsresonanzschaltung — sind in Abb. 4 angegeben. In beiden Fällen gibt die Maschine reine Wattleistung ab, wenn der Kreis abgestimmt ist.

Eisen noch durch Veränderung der Permeabilität. Die Veränderung der Ofenreaktanz kann durch die Kapazität ausgeglichen werden. Um jedoch den Generator dauernd auf die volle Leistung zu belasten, muß der Wirkwiderstand an die Maschine

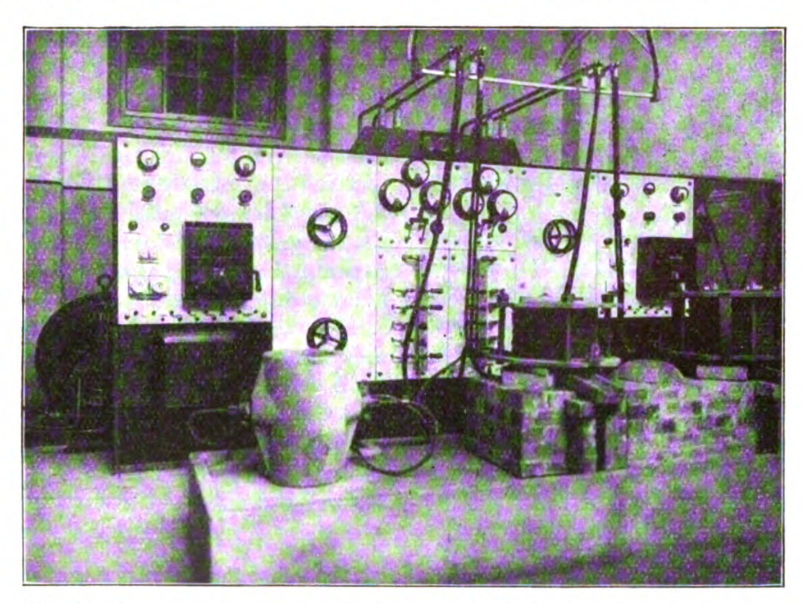


Abb. 6. Versuchs-Schmelzanlage im Kaiser Wilhelm-Institut für Eisenforschung.

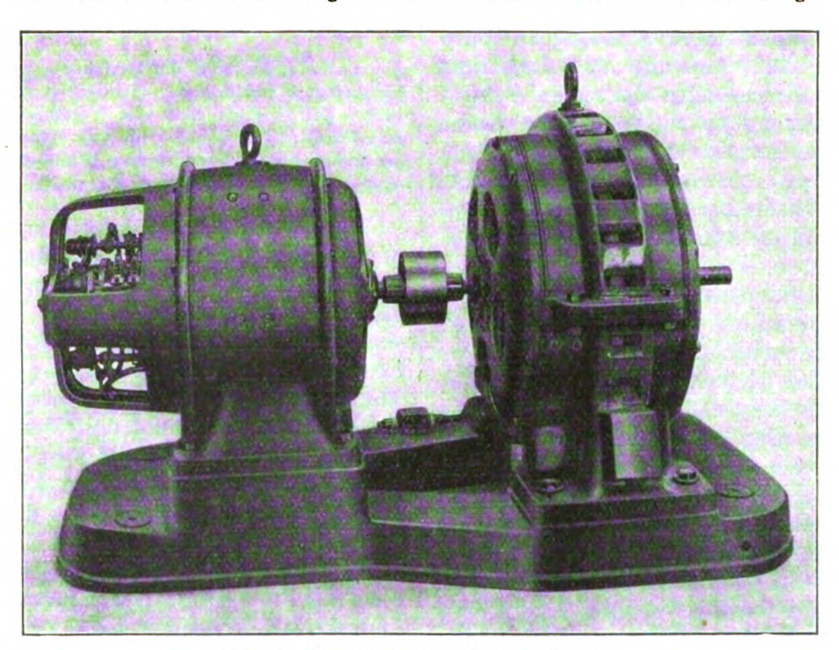


Abb. 7. Hochfrequenzumformer 30 KW.

Der Scheinwiderstand des Ofens ändert sich während eines Schmelzprozesses sehr stark einmal dadurch, daß die gestückelte Form des Einsatzes durch Zusammenschweißen in einen massiven Block übergeht, ferner durch Änderung der spezifischen Leitfähigkeit bei höheren Temperaturen, bei

angepaßt bleiben. Ändert sich der Ofenwiderstand während des Betriebes, so muß er entsprechend transformiert werden. Dies kann durch die Verbindung einer Spannungsresonanz- mit einer Stromresonanzschaltung geschehen, wie sie in Abb. 4 unten dargestellt ist. Durch diese Schaltung ist



es möglich, bei irgendeiner Veränderung der Ofenimpedanz doch die Maschine dauernd mit reiner Wattleistung und zugleich dauernd voll zu belasten. Die Einstellung zweier Abstimmglieder ist also die ganze elektrische Bedienung der Ofenanlage. Mit diesen beiden Gliedern hat man auch die Energiezufuhr zum Ofen und damit die Temperaturregelung in der Hand.

Über die Vorteile des Hochfrequenzinduktionsofens gegenüber anderen elektrischen Schmelzöfen ist ja schon häufiger in der Literatur berichtet worden. Es genügt daher, sie mit Stichworten zusammenzufassen:

Der eisenlose Induktionsofen hat die Vorteile jedes Induktionsofens, die Erzeugung der Wärme im Schmelzgut selbst, dadurch guten thermischen Wirkungsgrad, keinen Wärmenachschub von außen, sondern scharfe Temperaturregelung durch elektrische Energieregelung; keine örtliche Überhitzung wie beim Lichtbogenofen; die Möglichkeit beliebiger Gasatmosphäre im Schmelzraum, dadurch Vermeidung des Abbrandes und der Verunreinigung. Vor dem eisengeschlossenen Niederfrequenzinduktionsofen hat der eisenlose Hochfrequenzinduktionsofen die viel bequemere Form des zylindrischen Schmelzraumes an Stelle der ringförmigen Schmelzrinne voraus. Dies erleichtert ganz wesentlich die Frage der Zustellung und das Arbeiten mit Vergütungsprozessen am flüssigen Schmelzgut. Dazu kommt eine für die Vergütung und Legierung ausschlaggebende Erscheinung, die starke elektromechanische Bewegung im flüssigen Bad. Diese steigert die Geschwindigkeit und Wirksamkeit von Schlackenreaktionen so, daß z. B. im Frischverfahren einer Stahlschmelze ohne künstliches Rühren nach wenigen Minuten eine Kohlenstoffreinheit von unter 0,01 % erreicht wird.

Ein weiterer betriebstechnischer Vorteil ist die Möglichkeit kalten Schrott einzusetzen. Während bei dem Niederfrequenzofen dauernd ein flüssiger Sumpf in der Rinne bleiben muß, um den sekundären Stromschluß herzustellen, weshalb er nur in ununterbrochenem Betrieb verwendet wird, kann bei dem Hochfrequenzofen der kalte Einsatz in kürzester Zeit angeheizt werden, was den Ofen auch zu einem wertvollen Gerät für das wissenschaftliche Laboratorium macht.

Für diese Zwecke ist ein kleiner Laboratoriumsofen entwickelt worden, wie er auf Abb. 5 dargestellt ist. Die gesamte Hochfrequenzapparatur samt Ofenspule mit Ausnahme der Maschine ist auf diesem fahrbaren Ofentisch untergebracht. Die zugehörige Maschine liefert 3 KW Hochfrequenzleistung von 8000 Per/sec. 200 gr Kupfer sind damit in 3—4 Minuten, 500 gr Stahl in 15—20 Minuten zu schmelzen. Die Apparatur für Vakuumschmelzen auszubauen macht keine Schwierigkeiten.

Eine größere Versuchsanlage, welche im K. W.-I. in Düsseldorf aufgestellt ist, zeigt Abb. 6, die zugehörige Maschine Abb. 7. Der 8000 Periodenumformer gibt 30 KVA. Die mit dieser Anlage erzielte Einschmelzleistung ist 1 kg/Kwh Netzleistung bei einem Einsatz von 50—60 kg Eisen.

Die Unterlagen sind soweit geklärt, daß man an eine Übertragung in den Großbetrieb denken kann. Dies ist nun die Aufgabe für die nächste Zeit.

Zusammenfassung.

Die Theorie ergibt für die Leistungsaufnahme des Schmelzkörpers bestimmte Zusammenhänge zwischen Frequenz, spezifischer Leitfähigkeit und Zylinderdurchmesser.

Für die Praxis ergibt sich daraus die Notwendigkeit für kleine Öfen Frequenzen von etwa 8000 Perioden/sec zu verwenden, während man bei großen Öfen bis zu 500 Per./sec heruntergeht.

Schmelzöfen mit 3 und 30 KW Hochfrequenzleistung werden von der C. Lorenz A.-G. Berlin-Tempelhof gebaut.

Über ein Verfahren zur Messung von Gastemperaturen.

Von Hermann Schmidt.

Inhalt: Es wird ein Verfahren zur Messung von Gastemperaturen beschrieben, das sich bis zu Temperaturen von 1100° gut bewährt hat; das Verfahren macht von einer sekundären Wärmequelle für das Thermometer und von der Steigerung des konvektiven Wärmeübergangs durch Beschleunigung des Gasstromes Gebrauch.

Die Messung der Temperatur von Gasen ist für die Wärmewirtschaft der industriellen Technik und für das Studium des Wärmeüberganges eine bekannte und wichtige Aufgabe. Ebenso bekannt sind die damit verbundenen Schwierigkeiten. Sie bestehen darin, daß das in das Gas eingeführte Thermometer wegen der Anisotropie des von ihm miterzeugten Strahlungsfeldes hinter der Temperatur des Gases zurückbleiben kann.

Ein bekanntes Mittel, den Einfluß des anisotropen Strahlungsfeldes auf den Temperaturausgleich zwischen Gas und Thermometer zu vermindern, ist der Strahlungsschutz.[1]) Er führt aber nur bei niedrigeren Temperaturen und großen konvektiven Wärmeübergang, wie z. B. bei gesättigten Dämpfen zum Ziel.

Für die Temperaturbestimmung hochtemperierter Gase ist man vor allem zwei Wege gegangen.

Der eine ist die künstliche Steigerung des konvektiven Wärmeüberganges an das Thermometer.

[1]) Vgl. z. B. Knoblauch und Hencky, Anleitung zu genauen technischen Temperaturmessungen oder W. Meissner, Ann. d. Phys. 39 (1912), 1230.



Bei dem zweiten ersetzt man dem Thermometer den Energieverlust, den es durch seine Ausstrahlung erfährt, aus einer sekundären Energiequelle. Da in dem zu besprechenden Verfahren beide Wege vereinigt sind, gehen wir kurz auf sie ein.

Die Steigerung des konvektiven Wärmeüberganges an das Thermometer liegt z. B. dem Verfahren von Waggener[2]) zugrunde. Er mißt die Temperatur der Bunsenflamme mit Thermoelementen mit verschiedenen Drahtdurchmessern und extrapoliert auf die Temperatur des Thermoelements mit der Drahtdicke Null. Auch der Vorschlag, die Schutzrohre der Thermometer[3]) mit Rippen zu versehen, gehört hierher. In beiden Fällen wird der Wärmeübergang durch die *Form des Thermometers* gesteigert. Für uns wichtiger ist die *Steigerung* des konvektiven Wärmeübergangs durch *Steigerung der Gasgeschwindigkeit* in der Nähe der Lötstelle des Thermoelements, die an den sogenannten Durchfluß- oder Absaugepyrometern[1])[4]) das Wesentliche ist. Schematisch stellt Abb. 1 eine

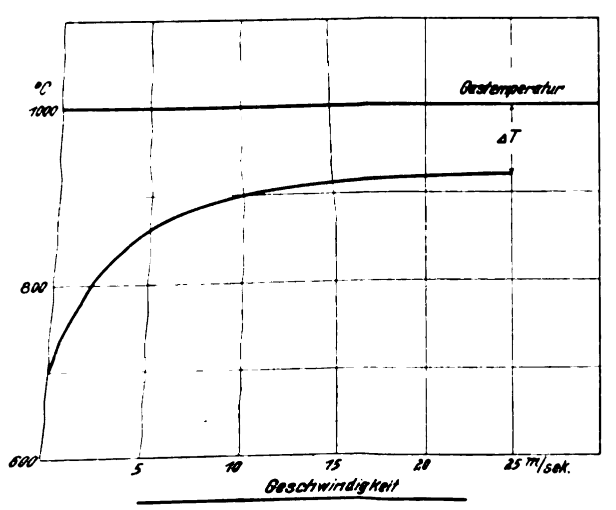


Abb. 1. *Durchflußpyrometermessung* (Schema).

Messung *mit einem* Durchflußpyrometer dar. *Die* Temperaturanzeige steigt mit wachsender *Gasgeschwindigkeit;* es besteht aber keine Gewähr dafür, *daß die* asymptotisch erreichte Anzeige *die Gastemperatur* ist.

Grundsätzlich verschieden davon sind die *Thermometer mit sekundärer Energiequelle,* etwa elektrischer Heizung. Hier sei an die Methode von Nernst-Berkenbusch[5]) in einer von Hans Schmidt[6]) verbesserten Form erinnert. Abb. 2 zeigt zwei Kurven. Die obere gibt die Strahlung des Thermometers in Abhängigkeit von der Temperatur an; die erste der unteren die dem Thermometer elektrisch in der Flamme zugeführte Energie ebenfalls in Abhängigkeit von der Temperatur. Der Schnittpunkt der beiden Kurven gibt die Flammentemperatur an; seine Ordinate besagt, daß die sekundär zugeführte Energie gleich der ausgestrahlten ist, so daß Flamme und Thermometer im Temperaturgleichgewicht sind.

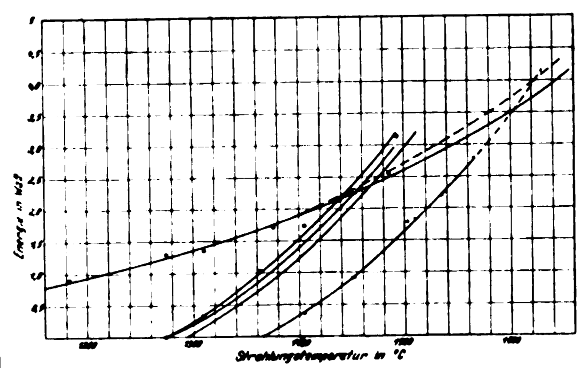


Abb. 2. Temperatur der Bunsenflamme (Methode des geheizten Drahtes nach Hans Schmidt).

Dieses letzte Verfahren stellt in allen Fällen eine Lösung der Aufgabe dar, in denen das Thermometer das Strahlungsfeld allein bestimmt; man könnte es leicht abändern für Fälle, in denen man das Strahlungsfeld in seiner Umgebung kennt; wo es aber infolge der nicht vorher zu berechnenden Mitwirkung selektiv strahlender Gasmassen oder strahlenden Kohlenstoffs und der Wandmaterialien des Gasbehälters unbekannt ist, bleibt das Maß der sekundär zuzuführenden Energie unbekannt. Wir bestimmen es mit Hilfe der Änderung des konvektiven Wärmeübergangs durch Änderung der Gasgeschwindigkeit in der Umgebung der Lötstelle des Thermoelements.[7])

Heizt man das Thermometer elektrisch, etwa so, daß man die Lötstelle des Thermoelements mit einem elektrisch geheizten Bügel vernietet und saugt man z. B. mit einer Wasserstrahlpumpe das Gas an dem Heizbügel, den man hinter einer Düse anordnet, einige Sekunden lang vorbei, so wirkt das Gas auf den Bügel kühlend, falls er über die Gastemperatur aufgeheizt ist; ist durch die Heizung die Gastemperatur noch nicht erreicht, so wirkt der Gasstrom erwärmend auf den Bügel. Es wird möglich sein, die Gas-

[2]) K. J. Waggener, Ann. d. Physik **58** (1896), 579.
[3]) E. Schmidt, Technische Mechanik. Sonderheft d. V. d. I. 1925, 58.
[4]) Siehe die Mitteilungen der Wärmestelle d. V. d. E. Nr. 12, 37, 45, 51, 65 und die Berichte des Stahlwerksausschusses d. V. d. E. Nr. 82 und 105.
[5]) F. Berkenbusch, Ann. d. Physik **67** (1899), 649.
[6]) Hans Schmidt, Ann. d. Physik **29** (1909), 971.
[7]) H. Schmidt, Die Naturwissenschaften **14** (1926), 823.

Zur Kritik des Verfahrens. Seine Anwendung ist beschränkt auf Fälle, in denen die einfache thermoelektrische Messung zu niedrige Temperaturwerte liefern würde; in anderen Fällen müßte man den Einfluß der Einstrahlung z. B. durch eine Kühlung beseitigen.

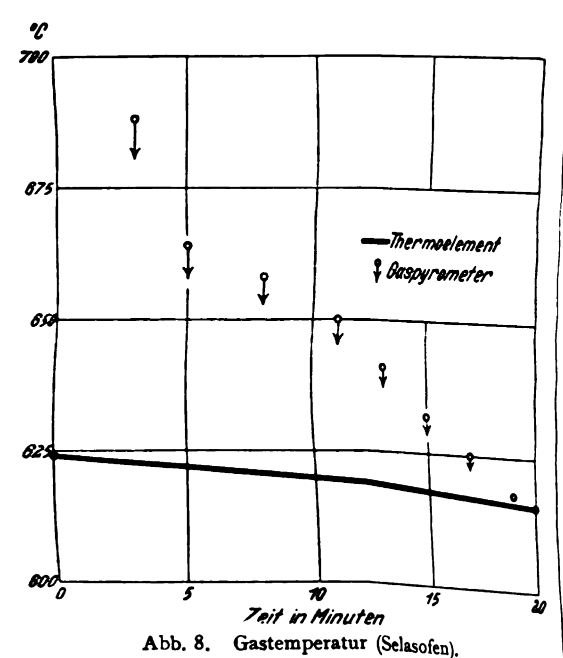


Abb. 8. Gastemperatur (Selasofen).

Da man maximal mit 5 Sekunden für eine Beobachtung rechnen muß, so wird bei 2 m/sek. Strömungsgeschwindigkeit und 1 qcm Rohrquerschnitt während einer Einzelbeobachtung die Gasmasse an dem Heizbügel vorbeistreichen, die in einer Halbkugel um den Düsenmittelpunkt von etwa 10 cm Radius enthalten ist. Die Messung der räumlichen Temperaturverteilung ist also im allgemeinen nicht möglich; das Temperaturfeld wird durch die Messung stark verändert; die Messung ergibt bei örtlicher Inkonstanz der Temperatur einen Mittelwert. Bei Steigerung der Gasgeschwindigkeit, die die vorher erwähnte Empfindlichkeit erhöht, vergrößert sich das Volumen, das zur Mittelwertbildung beiträgt. Für viele praktische Fälle ist aber diese Mitteltemperatur gerade die gesuchte Größe. Es läßt sich ferner leicht zeigen, daß bei den geringen notwendigen Beschleunigungen der Gasgeschwindigkeit eine Abkühlung des Gases durch adiabatische Ausdehnung nicht wesentlich in Frage kommen kann.

Die Konstruktion ist so gewählt, daß das Gas nicht vorzeitig an die Rohrwände Wärme abgibt und bei eigener Abkühlung die Rohrwände aufheizt. Das Verfahren ist endlich auf Temperaturen bis 1100° C der verwendeten Materialien wegen beschränkt.

Im Hinbli
peraturen i
peraturskala
optische Py
lich dadurch
des Heizbüge
Platindraht o
einem optische
pyrometer) be
Veränderung
fällt. Schwier
Absorptionsver
Verwendung ei
zu beseitigen,
als kleinen sch

Abb. 9. Sel

Für viele te
tätige Messu
hierbei, den H
temperatur auf
so geschehen,
in Abb. 9 sch
die beide glei
schiedenen Ga
wird sich nur
aufgeheizt sind.
ihnen einstell
tretende Temp
des Heizstrom
gesetzt, daß
Heizbügelzweig

Die Tempe
des Versagens
Energieverluste
strahlung so me
aufheizt und du
in der Nähe d
temperatur erre
die Gastempera
gung des Gasst
peratur des Ele

Zur Kritik des Verfahrens. Seine Anwendung ist beschränkt auf Fälle, in denen die einfache thermoelektrische Messung zu niedrige Temperaturwerte liefern würde; in anderen Fällen müßte man den Einfluß der Einstrahlung z. B. durch eine Kühlung beseitigen.

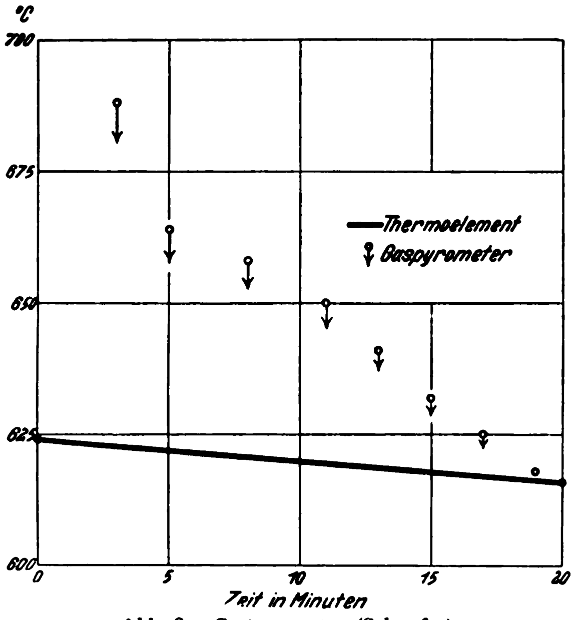


Abb. 8. Gastemperatur (Selasofen).

Da man maximal mit 5 Sekunden für eine Beobachtung rechnen muß, so wird bei 2 m/sek. Strömungsgeschwindigkeit und 1 qcm Rohrquerschnitt während einer Einzelbeobachtung die Gasmasse an dem Heizbügel vorbeistreichen, die in einer Halbkugel um den Düsenmittelpunkt von etwa 10 cm Radius enthalten ist. Die **Messung der räumlichen Temperaturverteilung ist also im allgemeinen nicht möglich**; das Temperaturfeld wird durch die Messung stark verändert; die Messung ergibt bei örtlicher Inkonstanz der Temperatur einen Mittelwert. Bei Steigerung der Gasgeschwindigkeit, die die vorher erwähnte Empfindlichkeit erhöht, vergrößert sich das Volumen, das zur Mittelwertbildung beiträgt. Für viele praktische Fälle ist aber diese Mitteltemperatur gerade die gesuchte Größe.

Es läßt sich ferner leicht zeigen, daß bei den geringen notwendigen Beschleunigungen der Gasgeschwindigkeit **eine Abkühlung des Gases durch adiabatische Ausdehnung nicht wesentlich in Frage kommen kann.**

Die Konstruktion ist so gewählt, daß das Gas nicht vorzeitig an die Rohrwände Wärme abgibt und bei eigener Abkühlung die Rohrwände aufheizt. Das Verfahren ist endlich auf Temperaturen bis 1100° C der verwendeten Materialien wegen beschränkt.

Im Hinblick auf die **Messung hoher Temperaturen** im Bereiche der radiometrischen Temperaturskala wird man den Anschluß an die **optische Pyrometrie** suchen, der grundsätzlich dadurch gegeben ist, daß man z. B. an Stelle des Heizbügels etwa einen geheizten dünnen Platindraht oder einen Nernststift setzt und mit einem optischen Pyrometer (gegebenenfalls Mikropyrometer) beobachtet, ob seine Temperatur bei Veränderung der Gasgeschwindigkeit steigt oder fällt. Schwierigkeiten, die in Unkenntnis des Absorptionsvermögens begründet sind, sind bei Verwendung eines Mikropyrometers z. B. dadurch zu beseitigen, daß man den anvisierten Strahler als kleinen schwarzen Körper ausbildet.

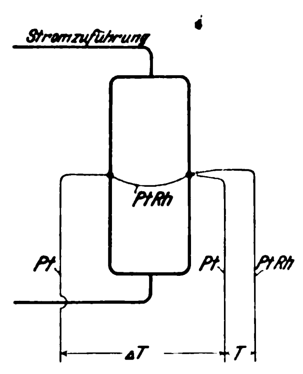


Abb. 9. Selbsttätiges Gaspyrometer (Schema).

Für viele technische Zwecke ist die **selbsttätige Messung** erwünscht. Die Aufgabe ist hierbei, den Heizbügel stets selbsttätig auf Gastemperatur aufzuheizen. Grundsätzlich kann das so geschehen, daß man die beiden Zweige des in Abb. 9 schematisch gezeichneten Heizbügels, die beide gleichmäßig aufgeheizt werden, verschiedenen Gasgeschwindigkeiten aussetzt. Dann wird sich nur im Falle sie auf die Gastemperatur aufgeheizt sind, keine Temperaturdifferenz zwischen ihnen einstellen ($\Delta T = 0$); die andernfalls auftretende Temperaturdifferenz kann zur Steuerung des Heizstromes dienen. Es ist dabei vorausgesetzt, daß die Gastemperatur an den beiden Heizbügelzweigen die gleiche ist.

Zusammenfassung.

Die Temperatur eines Gases läßt sich im Falle des Versagens einfacherer Methoden infolge des Energieverlustes des Thermoelements durch Ausstrahlung so messen, daß man das Thermoelement aufheizt und durch Beschleunigung des Gasstromes in der Nähe der Lötstelle feststellt, ob die Gastemperatur erreicht ist. Ist durch die Aufheizung die Gastemperatur erreicht, so ist die Beschleunigung des Gasstromes ohne Einfluß auf die Temperatur des Elements.

Diskussion:

Herr G. Gehlhoff, Berlin

1. Ein Nachteil dieses vortrefflichen Gaspyrometers ist wohl der, daß man nicht die Anwendung des Platins ausnutzen kann, da der Heizbügel bei viel niedrigerer Temperatur zerstört werden würde. Interessant und gleichzeitig sehr viel schwieriger sind gerade die hohen Temperaturen.

2. Der Herr Vortragende sagte, daß bisweilen die Registriermöglichkeit gegenüber der Meßgenauigkeit überschätzt werde. Ich bin der gegenteiligen Ansicht: In 90—95% der Fälle ist es viel wichtiger, die Konstanz der Betriebsführung zu registrieren und kontrollieren, selbst wenn die absolute Temperaturangabe nicht so genau ist; ein Pyrometer beispielsweise eine zu niedrige Temperatur anzeigt.

Herr Schack, Düsseldorf:

Ungeheizter Strahlungsschutz ermöglicht noch nicht die Messung wahrer Gastemperaturen, weil die Strahlung bei hohen Temperaturen (z. B. über 1000° C) dadurch nicht genügend abzuschirmen ist.

Selbst „Durchflußpyrometer", die mit sehr hohen Gasgeschwindigkeiten (~ 200 m/sek.) betrieben werden, zeigen nach den neuesten Messungen erhebliche Fehler, die bis zu 10% der wahren Gastemperatur gehen.

Herr Nenhut, Leverkusen:

Die Methode stellt im Prinzip nichts anderes dar, als die schon bekannte des geheizten Strahlungsschutzes; bei diesem wird der um das Thermoelement gelegte Strahlungsschutz so lange geheizt, bis das Thermoelement dieselbe Temperatur anzeigt, wie ein an den Strahlungsschutz angebrachtes zweites. Diese erreichte Temperatur ist die wahre Gastemperatur.

Einfluß der Bearbeitung auf den thermischen Ausdehnungskoeffizienten der Metalle.

Von W. Jubitz.

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium des Siemenskonzerns.)

Inhalt: Es wird der Einfluß der plastischen Bearbeitung auf den thermischen Ausdehnungskoeffizienten an einer Anzahl von Metallen untersucht. Während bei regulären Metallen ein Einfluß nicht festzustellen ist, zeigt sich, daß bei nicht regulären Metallen der Ausdehnungskoeffizient in ganz bestimmter Weise von der Bearbeitung abhängig ist.

Die Frage, ob es möglich ist, durch die Bearbeitung, d. h. durch Walzen, Hämmern, Ziehen usw. den Ausdehnungskoeffizienten eines Metalles zu beeinflussen, dürfte von gewisser Bedeutung für die Präzisionstechnik sein. In letzter Zeit haben wir nun im Forschungslaboratorium des Siemenskonzerns eine Untersuchung über diesen Gegenstand ausgeführt, über deren Ergebnis im folgenden berichtet werden soll.[1]) Eine solche Untersuchung lag für uns um so näher, als wir uns vor etwa einem Jahre einen Apparat geschaffen hatten, der es ermöglicht, die Ausdehnungskoeffizienten fester Körper selbst innerhalb kleiner Temperaturbereiche mit großer Präzision zu messen (vgl. H. Gerdien und W. Jubitz, „Über Messungen der Wärmeausdehnung". Wiss. Veröff. aus dem Siemenskonzern, IV. Band, 1. Heft).

Sämtliche Versuchsstäbe waren von zylindrischer Form mit planparallel geschliffenen Grundflächen und hatten eine Länge von 220 mm.[2])

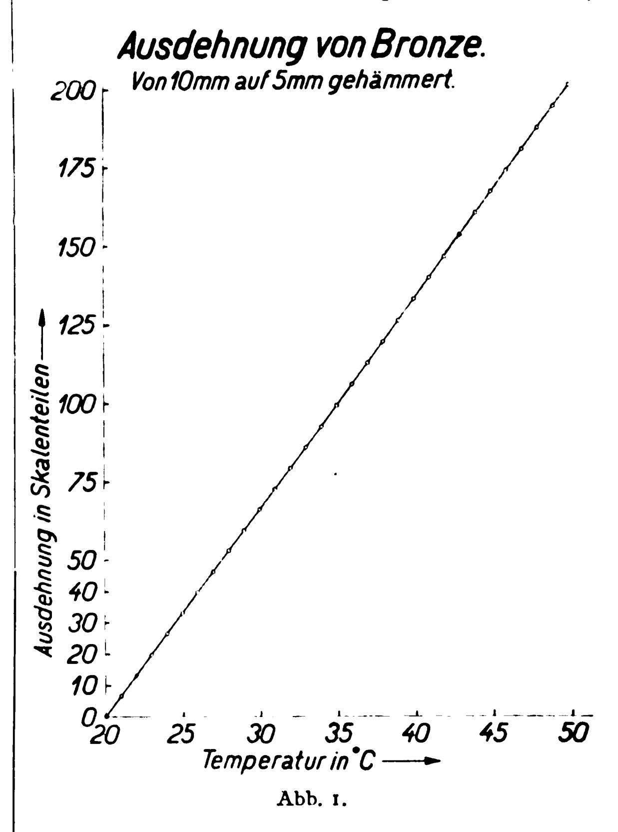


Abb. 1.

Bronze.

Zunächst wurde die Untersuchung an Bronzestäben ausgeführt. Nach dem Einbau des Versuchsstabes in den Apparat wurde die Temperatur des Petroleumbades langsam von 20 bis 50° C gesteigert und nun von Grad zu Grad die Verlängerung des Stabes an der Skala des

[1]) Die Anregung zu dieser Untersuchung verdanke ich Herrn Prof. H. Gerdien. Eine ausführliche Arbeit soll im nächsten Heft der Wissenschaftlichen Veröffentlichungen aus dem Siemenskonzern erscheinen.

[2]) Die Herstellung und Bearbeitung der Stäbe hatte Herr Dr. G. Masing übernommen, dem ich auch sonst für seine Hilfe in bezug auf metallographische Fragen der Arbeit zu Dank verpflichtet bin.



Apparates mit dem Fernrohr abgelesen. Eine so gewonnene Ausdehnungskurve zeigt uns Abb. 1, welche die Ausdehnung eines von 10 auf 5 mm ϕ heruntergehämmerten Bronzestabes darstellt.

Auf diese Weise wurde nun eine Anzahl von Bronzestäben untersucht, welche ganz verschieden bearbeitet worden waren. Das Ergebnis der Untersuchungen an den bearbeiteten Bronzestäben ist in der folgenden Tabelle wiedergegeben.

Bearbeitung	Ausdehnung in Skalenteilen	Ausdehnungskoeffizient
75 % gewalzt . .	200,6	0,0000167$_8$
	200,7	0,0000167$_9$
50 % gehämmert .	200,8	0,0000167$_9$
	200,75	0,0000167$_9$
43 % gezogen . .	200,5	0,0000167$_7$
	200,8	0,0000167$_9$
ausgeglüht . . .	200,5	0,0000167$_7$

Man sieht daraus, daß die Ausdehnungskoeffizienten in den ersten drei bezifferten Stellen völlig übereinstimmen, während in der vierten Stelle Abweichungen von wenigen Einheiten auftreten. Diese Abweichungen erklären sich aber aus der Fehlergrenze der Untersuchung. Wenn auch der Apparat selbst auf $^1/_{10}$ Skalenteil genau anzeigt, so macht doch ein Fehler von ein bis zwei Hundertstel Grad C bei der Temperaturmessung des Bades schon ein bis zwei Einheiten in der vierten bezifferten Stelle aus.

Flußeisen.

Das gleiche Ergebnis wurde für Flußeisen erhalten, wie die folgende Tabelle zeigt. Auch hier treten Abweichungen erst in der vierten bezifferten Stelle auf.

Bearbeitung	Ausdehnung in Skalenteilen	Ausdehnungskoeffizient
50 % gewalzt . .	138,4	0,0000115$_8$
50 % gehämmert .	138,4	0,0000115$_8$
	138,2	0,0000115$_6$
ausgeglüht . . .	138,2	0,0000115$_6$

Bis zu dieser Genauigkeit ist also eine Beeinflussung des Ausdehnungskoeffizienten durch die Bearbeitung nicht festzustellen.

Diese Metalle gehören dem regulären Kristallsystem an. Es ist anzunehmen, daß die Unbeeinflußbarkeit des Ausdehnungskoeffizienten durch die Bearbeitung für Vertreter dieses Systems allgemein gilt.

Ganz anders werden nun die Verhältnisse, wenn wir uns der Untersuchung der nicht regulären Metalle zuwenden. Von diesen wurden untersucht: Zink, Cadmium und Magnesium. Zink erwies sich als besonders stark beeinflußbar und wurde daher am eingehendsten untersucht.

Zink.

Alle Stäbe wurden zunächst bei einer Temperatur von 150° C vorbearbeitet. Erst dann konnten sie kalt weiter bearbeitet werden. Den Einfluß des Walzens auf den Ausdehnungskoeffizienten zeigt Abb. 2. Die mit „gegossen“ bezeichnete Ausdehnungskurve gilt für das in der Kokille gegossene Material. Wurde

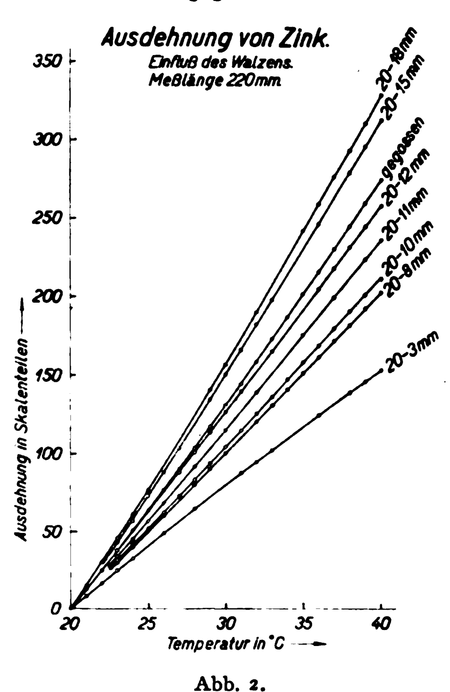


Abb. 2.

nun der Stab bei einer Temperatur von 150° C von 20 auf 18 mm ϕ heruntergewalzt, so sprang die Ausdehnung plötzlich auf den in der Abbildung mit 20—18 mm bezeichneten höheren Wert. Bei weiterer Kaltbearbeitung nahm der Ausdehnungskoeffizient dann dauernd ab. Bei einem Durchmesser von 3 mm mußte die Untersuchung abgebrochen werden, da zu befürchten war, daß bei dünneren Stäben Störungen durch Durchbiegung auftreten würden. Sieht man vom ersten Anstieg ab, so steht das Ergebnis dieser Untersuchung im Einklang mit der Untersuchung von Polanyi an Zink-Einkristalldrähten.[3]) Hiernach sucht sich die hexagonale Achse des Zinkeinkristalls beim Ziehen senkrecht zur Drahtachse zu stellen. Die Achse kleiner Ausdehnung wandert also langsam in die Stabachse hinein, was eine Abnahme des Ausdehnungskoeffizienten verursachen muß. Die durch die Bearbeitung beeinflußten Werte unterscheiden sich schon recht beträchtlich, ist doch der kleinste Wert etwa $19,2 \cdot 10^{-6}$, der größte etwa $41,2 \cdot 10^{-6}$. Hier dürfte

[3]) G. Masing und M. Polanyi, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften II (1923), 177.

67*



sten Grenzen, die man erreichen kann? Wenn alle Kristalle im Stab so gerichtet sind, daß ihre hexagonale Achse parallel oder senkrecht zur Stabachse liegt, müssen die Grenzen erreicht sein. Wir haben es dann aber mit Verhältnissen zu tun, die denen in Einkristallen sehr ähneln. Für Einkristalle sind aber die Ausdehnungskoeffizienten in Richtung der hexagonalen Achse und senkrecht dazu durch die Untersuchungen von Grünseisen und Goens[4]) bekannt. Der Ausdehnungskoeffizient beträgt hiernach in Richtung der hexagonalen Achse um 30^0 herum etwa $64 \cdot 10^{-6}$, senkrecht dazu $13,3 \cdot 10^{-6}$. Man erkennt daran, daß wir durch die Bearbeitung dem unteren Grenzwert schon ziemlich nahe gekommen sind, während der Abstand vom oberen Wert noch wesentlich größer ist.

Wenn man nun einen Stab herstellt, der in seinem Bau dem Einkristall schon mehr ähnelt als der gegossene, so ist eine weitere Vergrößerung des durch Bearbeitung erreichten Bereiches zu erwarten. Ein Stab, der diesen Bedingungen entspricht, wurde dadurch hergestellt, daß man das in einem unten verschlossenen Glasrohr geschmolzene Zink ganz langsam von unten an erstarren ließ. Man erhielt dann, wie eine Anätzung ergab, einen Stab, der nur aus wenigen großen Kristallen bestand, die in Richtung der Stabachse gewachsen waren. Wurde dieser Stab auf seine Ausdehnung hin untersucht, so erhielt man die in Abb. 6 mit *I* 20 mm bezeichnete Kurve. Diese war die tiefste bisher erhaltene und liegt der in der Abbildung eingezeichneten unteren Grenze schon sehr nahe. Wurde dieser Stab nun bei 150^0 C von 20 auf 19 mm ϕ heruntergewalzt, so sprang der Wert plötzlich auf den bisher höchsten Wert. Zum Vergleich wurde noch ein zweiter Stab hergestellt und gemessen. Wie die mit *II* 18,7 mm bezeichnete Kurve zeigt, sind die Anfangswerte gut reproduzierbar. Beim Walzen von 18,7 bis 18,4 mm ϕ sprang der Wert ein Stück nach oben und bei weiterer Bearbeitung von 18,4 bis 17,6 mm ϕ fiel er in die Nähe des bei Stab *I* gemessenen Wertes. Die Kurve 18,7 bis 18,4 befindet sich also noch auf dem aufsteigenden Ast.

Schließlich wurde noch versucht, einen Einkristall für die Untersuchung herzustellen. Zu diesem Zweck wurde das Glasrohr, in welchem der Kristall langsam wachsen sollte, mit einer starken Einschnürung versehen, in der Erwartung, daß es nur einem einzigen Kristall gelingen würde, durch diese Einschnürung hindurchzuwachsen. Es zeigte sich aber, daß der so erhaltene Stab noch aus zwei großen Kristallen bestand. Die Ausdehnungskurve dieses Stabes

[4]) Zeitschr. f. Physik 29 (1924), 141.

ist in der
man sieht,
bar an de
es nun, fe
Bearbeitung
erreichen.
feststellen
nur um w
walzt, und

Ausdehnung in Skalenteilen ⟶
500
450
400
350
300
250
200
150
100
50
0
20

tene Höchstw
der Höchstwe
der oberen G
also auch in

Als weitere
Dieses bietet
lich ist, Cadm
beiten und so

sten Grenzen, die man erreichen kann? Wenn alle Kristalle im Stab so gerichtet sind, daß ihre hexagonale Achse parallel oder senkrecht zur Stabachse liegt, müssen die Grenzen erreicht sein. Wir haben es dann aber mit Verhältnissen zu tun, die denen in Einkristallen sehr ähneln. Für Einkristalle sind aber die Ausdehnungskoeffizienten in Richtung der hexagonalen Achse und senkrecht dazu durch die Untersuchungen von Grünseisen und Goens[4]) bekannt. Der Ausdehnungskoeffizient beträgt hiernach in Richtung der hexagonalen Achse um 30^0 herum etwa $64 \cdot 10^{-6}$, senkrecht dazu $13,3 \cdot 10^{-6}$. Man erkennt daran, daß wir durch die Bearbeitung dem unteren Grenzwert schon ziemlich nahe gekommen sind, während der Abstand vom oberen Wert noch wesentlich größer ist.

Wenn man nun einen Stab herstellt, der in seinem Bau dem Einkristall schon mehr ähnelt als der gegossene, so ist eine weitere Vergrößerung des durch Bearbeitung erreichten Bereiches zu erwarten. Ein Stab, der diesen Bedingungen entspricht, wurde dadurch hergestellt, daß man das in einem unten verschlossenen Glasrohr geschmolzene Zink ganz langsam von unten an erstarren ließ. Man erhielt dann, wie eine Anätzung ergab, einen Stab, der nur aus wenigen großen Kristallen bestand, die in Richtung der Stabachse gewachsen waren. Wurde dieser Stab auf seine Ausdehnung hin untersucht, so erhielt man die in Abb. 6 mit *I* 20 mm bezeichnete Kurve. Diese war die tiefste bisher erhaltene und liegt der in der Abbildung eingezeichneten unteren Grenze schon sehr nahe. Wurde dieser Stab nun bei 150° C von 20 auf 19 mm ϕ heruntergewalzt, so sprang der Wert plötzlich auf den bisher höchsten Wert. Zum Vergleich wurde noch ein zweiter Stab hergestellt und gemessen. Wie die mit *II* 18,7 mm bezeichnete Kurve zeigt, sind die Anfangswerte gut reproduzierbar. Beim Walzen von 18,7 bis 18,4 mm ϕ sprang der Wert ein Stück nach oben und bei weiterer Bearbeitung von 18,4 bis 17,6 mm ϕ fiel er in die Nähe des bei Stab *I* gemessenen Wertes. Die Kurve 18,7 bis 18,4 befindet sich also noch auf dem aufsteigenden Ast.

Schließlich wurde noch versucht, einen Einkristall für die Untersuchung herzustellen. Zu diesem Zweck wurde das Glasrohr, in welchem der Kristall langsam wachsen sollte, mit einer starken Einschnürung versehen, in der Erwartung, daß es nur einem einzigen Kristall gelingen würde, durch diese Einschnürung hindurchzuwachsen. Es zeigte sich aber, daß der so erhaltene Stab noch aus zwei großen Kristallen bestand. Die Ausdehnungskurve dieses Stabes ist in der Abbildung mit *III* bezeichnet. Wie man sieht, liegt der jetzt erhaltene Wert unmittelbar an der unteren Grenze. Von Interesse war es nun, festzustellen, ob es möglich ist, durch Bearbeitung dieses Stabes die obere Grenze zu erreichen. Um das Maximum mit Sicherheit feststellen zu können, wurde der Stab immer nur um wenige Zehntel Millimeter heruntergewalzt, und dann gemessen. Der hierbei erhaltene Höchstwert lag aber nur wenig höher als der Höchstwert für Stab *I*. Eine Erreichung der oberen Grenze durch die Bearbeitung war also auch in diesem Fall nicht möglich.

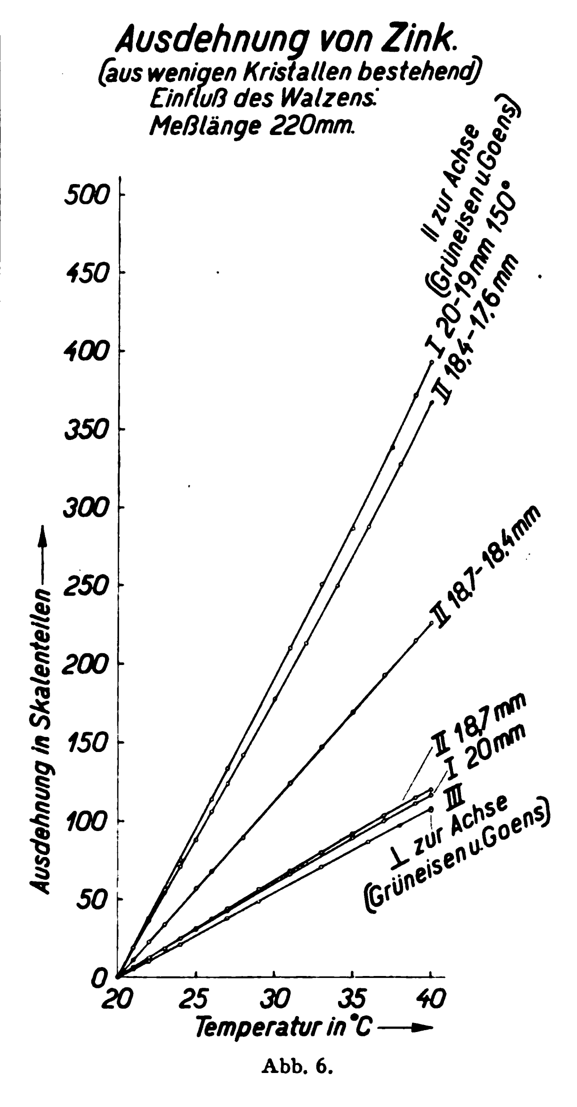


Abb. 6.

Cadmium.

Als weiteres Metall wurde Cadmium untersucht. Dieses bietet insofern ein Interesse, als es möglich ist, Cadmium von vornherein kalt zu bearbeiten und so etwaige Störungen durch Erwär-

[4]) Zeitschr. f. Physik **29** (1924), 141.

mung zu vermeiden. Um die Versuchsbedingungen noch weiter zu variieren, wurde das Material nicht gewalzt, sondern gehämmert. Da das Gießen der Stäbe Schwierigkeiten machte, wurde der Versuchsstab ebenso wie bei den letzten Zinkstäben durch langsames Wachstum hergestellt. Auch für Cadmium war ein großer Einfluß der Bearbeitung zu erwarten, zeigt doch Cadmium, wie die Untersuchungen von Grüneisen und

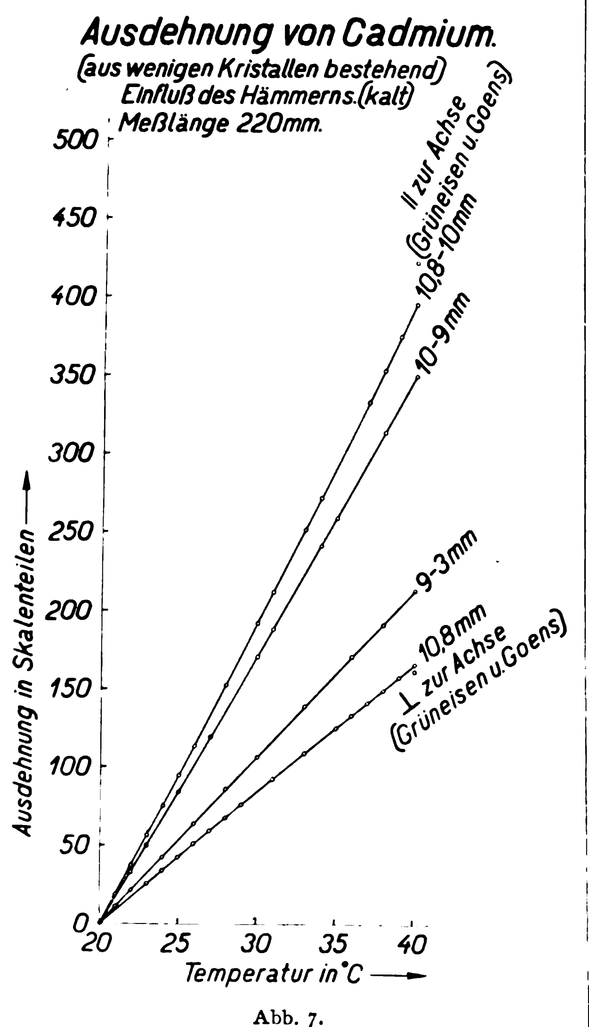


Abb. 7.

Goens ergaben, eine große thermische Anisotropie (die Ausdehnung um 30^0 C herum beträgt parallel zur Achse etwa $20{,}2 \cdot 10^{-6}$, senkrecht zur Achse etwa $53 \cdot 10^{-6}$). Wie Abb. 7 zeigt, tritt in der Tat eine starke Beeinflußbarkeit auf. Ebenso wie bei Zink liegt der Anfangswert sehr nahe der unteren Grenze (Abb. 7), springt dann durch die Bearbeitung rasch bis in die Nähe der oberen Grenze, um bei weiterer Bearbeitung wieder zu sinken.

In diesem Fall liegt der Höchstwert wesentlich näher am oberen Grenzwert als bei Zink. Dieses dürfte daran liegen, daß sich beim Zink der den Ausdehnungskoeffizienten herunterdrückende Einfluß der Temperatur der Vorbehandlung bemerkbar macht, was beim Cadmium wegen der schon von Beginn an möglichen Kaltbearbeitung nicht der Fall ist. Wahrscheinlich dürfte beim Cadmium sogar der obere Grenzwert ganz zu erreichen sein. Da aber die für diese Untersuchung erforderlichen feinen Stufen bei unserer Hämmermaschine nicht vorhanden sind, ist eine experimentelle Prüfung im Augenblick nicht möglich.

Magnesium.

Für Magnesium ist bekannt, daß es eine thermische Anisotropie aufweist, daß diese aber nur sehr klein ist. Die Versuche über den Einfluß der Bearbeitung auf den Ausdehnungskoeffizienten bestätigen dieses. In Abb. 8 ist der Wert

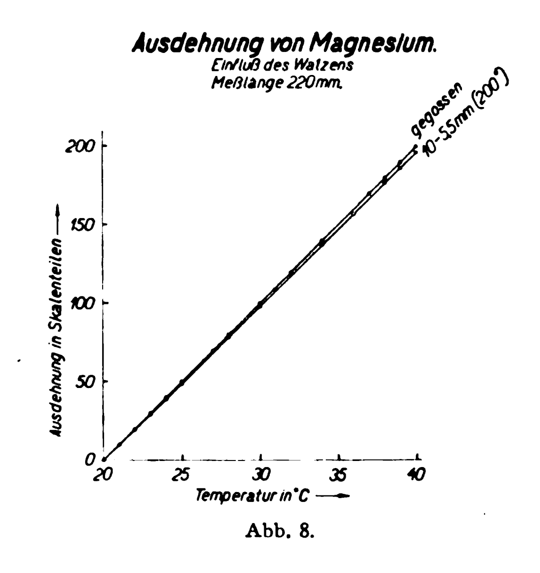


Abb. 8.

für das gegossene Material und der am meisten davon abweichende Wert, welcher durch Walzen von 10 auf 5,5 mm ϕ bei 200^0 C erzielt wurde, eingetragen.

Wie leicht ersichtlich, bieten die obigen Untersuchungen die Möglichkeit, für Metalle, über deren thermische Anisotropie noch nichts bekannt ist, gewisse Schlüsse auf Vorhandensein und ungefähre Größe dieser Anisotropie zu ziehen. Es genügt dafür nur für diese Metalle den Einfluß der Bearbeitung auf den Ausdehnungskoeffizienten zu bestimmen oder, wenn eine Bearbeitung nicht möglich ist, nur das Material in zwei verschiedenen Stäben, z. B. als in der Kokille gegossenen Stab und als langsam gewachsenen Stab herzustellen und zu untersuchen, welche Unterschiede in bezug auf den Ausdehnungskoeffizienten auftreten. Als Beispiel wurden Antimon und Wismut gewählt. Wie aus Abb. 9

zu ersehen ist, zeigen beide eine deutliche thermische Anisotropie. Diese ist zwar für beide wesentlich kleiner als bei Zink und Cadmium, aber immer noch bedeutend größer als bei Magnesium.

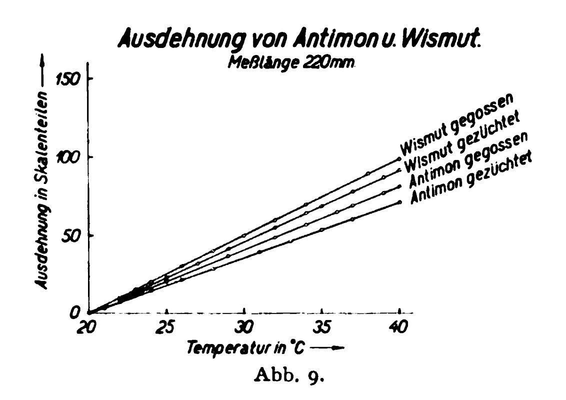


Abb. 9.

Zusammenfassung.

Es wird der Einfluß der Bearbeitung (Walzen, Hämmern, Ziehen usw.) auf den thermischen Ausdehnungskoeffizienten an einer Anzahl von Metallen untersucht.

Für dem regulären System angehörende Metalle (Bronze, Flußeisen) ist ein Einfluß der Bearbeitung auf den Ausdehnungskoeffizienten nicht festzustellen. Die erhaltenen Werte stimmen auf etwa 1 ‰ überein.

Für Metalle, die nicht dem regulären Kristallsystem angehören (Zink, Cadmium, Magnesium) ist dagegen ein Einfluß festzustellen. Geht man vom gegossenen Material aus, so steigt der Ausdehnungskoeffizient bei der Bearbeitung zunächst rasch zu einem Höchstwert an, und fällt dann mit zunehmender Bearbeitung ab. Die erhaltenen Werte liegen innerhalb der Grenzen, welche durch die Messung der Ausdehnungskoeffizienten in Richtung der Hauptachse und senkrecht dazu an Zink- und Cadmiumeinkristallen durch Grüneisen und Goens bestimmt worden sind. Während sich der niedrigste Wert der unteren Grenze stark nähert, liegt der höchste Wert weiter vom oberen Grenzwert ab.

Der Wert für den Ausdehnungskoeffizienten des gegossenen Materials liegt ungefähr in der Mitte zwischen dem oberen und unteren Grenzwert.

Ein Unterschied zwischen dem Einfluß der Bearbeitung durch Walzen und durch Hämmern besteht nicht.

Eine nachträgliche Erwärmung der bearbeiteten Versuchsstäbe auf eine höhere Temperatur (für Zink eine Stunde auf 300°) verursacht eine Verminderung des Ausdehnungskoeffizienten.

Bei einem nur aus wenigen großen, in Richtung der Stabachse gewachsenen Kristallen bestehenden Stab liegt der Wert für das unbearbeitete Material im Gegensatz zum gegossenen Stab nahe der unteren Grenze. Im übrigen ist der Verlauf genau so wie beim gegossenen Material.

Bei einem nur aus zwei großen Kristallen bestehenden Zinkstab lag der Anfangswert unmittelbar an der unteren Grenze. Das Maximum liegt ein wenig über dem Maximum des aus einer geringen Anzahl Kristalle entstehenden Stabes, erreicht somit die obere Grenze nicht.

Für Metalle, über deren thermische Anisotropie noch nichts bekannt ist, gestatten obige Untersuchungen Schlüsse auf Vorhandensein und ungefähre Größe der Anisotropie zu ziehen (Wismut und Antimon.)

Beiträge zur Thermodynamik veränderlicher Massen nebst Anwendungen.

Von V. Fischer.

Inhalt: I. Die allgemeinen thermodynamischen Gleichgewichtsbedingungen für ein Gemisch aus zwei Stoffen in zwei verschiedenen Zuständen. — II. Gleichungen für die Mischungswärme. — III. Anwendungen auf Stickstoff–Argongemische, Sauerstoff-Argongemische und Schwefelsäure-Wassergemische.

I. Die allgemeinen thermodynamischen Gleichgewichtsbedingungen für ein Gemisch aus zwei Stoffen in zwei verschiedenen Zuständen.

Wir betrachten die Gleichgewichtsbedingungen eines Gemisches aus zwei Bestandteilen 1 und 2 in zwei verschiedenen Zuständen f und g, wobei wir die Bezeichnungen der früheren Arbeiten benutzen.[1])

Verstehen wir unter m_1 und m_2 die Molekulargewichte der Stoffe m_{f_1} und m_{f_2}, so bedeuten

$$z_{f_1} = \frac{\frac{m_{f_1}}{m_1}}{\frac{m_{f_1}}{m_1} + \frac{m_{f_2}}{m_2}} \qquad (1)$$

$$z_{f_2} = \frac{\frac{m_{f_2}}{m_2}}{\frac{m_{f_1}}{m_1} + \frac{m_{f_2}}{m_2}} \qquad (2)$$

die Volumkonzentrationen und

$$x_{f_1} = \frac{m_{f_1}}{m_{f_1} + m_{f_2}} \qquad (3)$$

$$x_{f_2} = \frac{m_{f_2}}{m_{f_1} + m_{f_2}} \qquad (4)$$

die Gewichtskonzentrationen.

Es sei Z_f eine beliebige Zustandsgröße des Gemisches im Zustand f, die sich auf den ganzen

[1]) Siehe V. Fischer, Zeitschr. für techn. Physik **5** (1924), 17, 39, 83; **6** (1925), 103, 146.



wir erhalten als allgemeine Lösung, welche die Gleichung (13) befriedigt und, wie wir später sehen werden, auch die Nernstsche Gleichung für die Mischungswärme und die Duhem-Margulessche Beziehung,

$$\left(\frac{\partial i_{f_1}}{\partial z_{f_1}}\right)_{p,T} = n_f T \frac{A R_1}{z_{f_1}} + n_f' \frac{z_{f_1}}{A R_2} \qquad (32)$$

$$\left(\frac{\partial i_{f_2}}{\partial z_{f_2}}\right)_{p,T} = n_f T \frac{A R_2}{z_{f_2}} + n_f' \frac{z_{f_1}}{A R_1} \qquad (33)$$

wobei n_f und n_f' unveränderliche Größen bezeichnen.

Mit (32) und (33) ergibt sich unter Benutzung von (28) bis (31) und unter Vernachlässigung der Veränderung des Rauminhaltes im festen und flüssigen Zustand für die Berechnung der Gleichgewichtskonzentrationen eines Gemisches aus zwei Bestandteilen

$$\left.\begin{aligned} o = \frac{A_1}{T} - B_1 \lg T + C_1 + y_g \lg z_{g_1} - y_f \lg z_{f_1} \\ - \frac{K_g}{T} z_{g_2}^2 + \frac{K_f}{T} z_{f_2}^2 \end{aligned}\right\} \qquad (34)$$

$$\left.\begin{aligned} o = \frac{A_2}{T} - B_2 \lg T + C_2 + y_g \lg z_{g_1} - y_f \lg z_{f_2} \\ - \frac{K_g}{T} z_{g_1}^2 + \frac{K_f}{T} z_{f_1}^2 \end{aligned}\right\} \qquad (35)$$

Dabei bedeuten

$$y_g = 1 + n_g(1 - 2{,}3 \lg T) \qquad (36)$$

$$y_f = 1 + n_f(1 - 2{,}3 \lg T) \qquad (37)$$

und

$$K_g = \frac{n_g'}{4{,}6\, A R_1 \cdot A R_2} \qquad (38)$$

$$K_f = \frac{n_f'}{4{,}6\, A R_1 \cdot A R_2} \qquad (39)$$

Der zweite Summand in den Gleichungen (32) und (33) bedingt keine Änderung der spezifischen Wärmen in der Mischung gegenüber denen der reinen Stoffe. Es gilt also für die spezifischen Wärmen die Mischungsregel, während sich die Wärmeinhalte in der Mischung ändern. Es kann ein Dampf die Gesetze der vollkommenen Gase angenähert befolgen und doch eine von der Temperatur unabhängige Mischungswärme auftreten, die zwar gering ist, aber einen merklichen Einfluß auf die Konzentration hat. Bedeutet daher f den flüssigen und g den gasförmigen Zustand, so erhalten wir in gleicher Weise wie (34) und (35)

$$\left.\begin{aligned} \lg p = \frac{A_1}{T} - B_1 \lg T + C_1 + y_f \lg z_{f_1} - \lg z_{g_1} \\ - \frac{K_f}{T} z_{f_2}^2 + \frac{K_g}{T} z_{g_2}^2 \end{aligned}\right\} \qquad (40)$$

$\lg p = \frac{A_2}{T}$ –

und für den ... Flüssigkeit g...

$\lg p = \frac{A_1}{T}$ – ...

Diese Gleichu... Salzes eine F... kommenden T...

Bezeichne... Zustand mit ... der ungemisch... T mit P_1 und ... den Fall, wo w... vernachlässigen...

Wir bezei... Q_f, q_{f_1}, q_{f_2} u... Wärmeinhalte ... folgt aus (32)

$q_{f_1} = i_{f_1} - i_{f_1}$ ...

$q_{f_2} = i_{f_2} - i_f$ ...

und

$q_f = n_f A$ ...

Von N... mit Hilfe de... ein allgemei... serer Darste...

$q_f = A T^2$ ...

Führen wir ... Beachtung v... geht sie übe... ist also dur...

Ebenso ... sche Formel ...

durch (45) e...

[1]) W. N... 117, Gl. (2).

wir erhalten als allgemeine Lösung, welche die Gleichung (13) befriedigt und, wie wir später sehen werden, auch die Nernstsche Gleichung für die Mischungswärme und die Duhem-Margulessche Beziehung,

$$\left(\frac{\partial i_{f_1}}{\partial z_{f_1}}\right)_{p,T} = n_f T \frac{A R_1}{z_{f_1}} + n_f' \frac{z_{f_2}}{A R_2} \qquad (32)$$

$$\left(\frac{\partial i_{f_2}}{\partial z_{f_2}}\right)_{p,T} = n_f T \frac{A R_2}{z_{f_2}} + n_f' \frac{z_{f_1}}{A R_1} \qquad (33)$$

wobei n_f und n_f' unveränderliche Größen bezeichnen.

Mit (32) und (33) ergibt sich unter Benutzung von (28) bis (31) und unter Vernachlässigung der Veränderung des Rauminhaltes im festen und flüssigen Zustand für die Berechnung der Gleichgewichtskonzentrationen eines Gemisches aus zwei Bestandteilen

$$\left.\begin{aligned} 0 = \frac{A_1}{T} - B_1 \lg T + C_1 + y_g \lg z_{g_1} - y_f \lg z_{f_1} \\ - \frac{K_g}{T} z_{g_2}^2 + \frac{K_f}{T} z_{f_2}^2 \end{aligned}\right\} \qquad (34)$$

$$\left.\begin{aligned} 0 = \frac{A_2}{T} - B_2 \lg T + C_2 + y_g \lg z_{g_2} - y_f \lg z_{f_2} \\ - \frac{K_g}{T} z_{g_1}^2 + \frac{K_f}{T} z_{f_1}^2 \end{aligned}\right\} \qquad (35)$$

Dabei bedeuten

$$y_g = 1 + n_g(1 - 2{,}3 \lg T) \qquad (36)$$

$$y_f = 1 + n_f(1 - 2{,}3 \lg T) \qquad (37)$$

und

$$K_g = \frac{n_g'}{4{,}6\, A R_1 \cdot A R_2} \qquad (38)$$

$$K_f = \frac{n_f'}{4{,}6\, A R_1 \cdot A R_2} \qquad (39)$$

Der zweite Summand in den Gleichungen (32) und (33) bedingt keine Änderung der spezifischen Wärmen in der Mischung gegenüber denen der reinen Stoffe. Es gilt also für die spezifischen Wärmen die Mischungsregel, während sich die Wärmeinhalte in der Mischung ändern. Es kann ein Dampf die Gesetze der vollkommenen Gase angenähert befolgen und doch eine von der Temperatur unabhängige Mischungswärme auftreten, die zwar gering ist, aber einen merklichen Einfluß auf die Konzentration hat. Bedeutet daher f den flüssigen und g den gasförmigen Zustand, so erhalten wir in gleicher Weise wie (34) und (35)

$$\left.\begin{aligned} \lg p = \frac{A_1}{T} - B_1 \lg T + C_1 + y_f \lg z_{f_1} - \lg z_{g_1} \\ - \frac{K_f}{T} z_{f_2}^2 + \frac{K_g}{T} z_{g_2}^2 \end{aligned}\right\} \qquad (40)$$

$$\left.\begin{aligned} \lg p = \frac{A_2}{T} - B_2 \lg T + C_2 + y_f \lg z_{f_2} - \lg z_{g_2} \\ - \frac{K_f}{T} z_{f_1}^2 + \frac{K_g}{T} z_{g_1}^2 \end{aligned}\right\} \qquad (41)$$

und für den Sonderfall eines Salzes, das in einer Flüssigkeit gelöst ist

$$\lg p = \frac{A_1}{T} - B_1 \lg T + C_1 + y_f \lg z_{f_1} - \frac{K_f}{T} z_{f_2}^2 \qquad (42)$$

Diese Gleichung gilt auch, wenn an die Stelle des Salzes eine Flüssigkeit tritt, die bei der in Frage kommenden Temperatur keinen Dampf entwickelt.

Bezeichnen wir die Teildrücke im gasförmigen Zustand mit p_1 und p_2 und die Sättigungsdrücke der ungemischten Bestandteile bei der Temperatur T mit P_1 und P_2, so folgt aus (40) und (41) für den Fall, wo wir die Mischungswärme des Dampfes vernachlässigen können,

$$\lg \frac{p_1}{P_1} = y_f \lg z_{f_1} - \frac{K_f}{T} z_{f_2}^2 \qquad (43)$$

$$\lg \frac{p_2}{P_2} = y_f \lg z_{f_2} - \frac{K_f}{T} z_{f_1}^2 \qquad (44)$$

Wir bezeichnen nun die Mischungswärmen mit Q_f, q_{f_1}, q_{f_2} und q_f und setzen ferner für die Wärmeinhalte der reinen Stoffe i_{f_1} und i_{f_2}, dann folgt aus (32) und (33)

$$q_{f_1} = \mathfrak{i}_{f_1} - i_{f_1} = A R_1 n_f T \ln z_{f_1} - \frac{n_f'}{2 A R_2} z_{f_2}^2 \qquad (45)$$

$$q_{f_2} = \mathfrak{i}_{f_2} - i_{f_2} = A R_2 n_f T \ln z_{f_2} - \frac{n_f'}{2 A R_1} z_{f_1}^2 \qquad (46)$$

und

$$\left.\begin{aligned} q_f = n_f A T (R_1 x_{f_1} \ln z_{f_1} + R_2 x_{f_2} \ln z_{f_2}) \\ - \frac{n_f'}{2 A R_2} x_{f_1} z_{f_2} \end{aligned}\right\} \qquad (47)$$

Von Nernst wurde für die Mischungswärme mit Hilfe der Vorstellung halbdurchlässiger Wände ein allgemeiner Ausdruck abgeleitet[2]), der in unserer Darstellung lautet:

$$q_f = A T^2 \frac{\partial}{\partial T}\left(R_1 x_{f_1} \ln \frac{P_1}{p_1} + R_2 x_{f_2} \ln \frac{P_2}{p_2}\right) \qquad (48)$$

Führen wir die Gleichungen (43) und (44) unter Beachtung von (37) in die Gleichung (48) ein, so geht sie über in (47). Die Nernstsche Gleichung ist also durch (47) erfüllt.

Ebenso ist mit Bezug auf (42) die Kirchhoffsche Formel

$$q_{f_1} = A R_1 T^2 \frac{\partial}{\partial T} \ln \frac{P}{p} \qquad (49)$$

durch (45) erfüllt.

[2]) W. Nernst, Theoretische Chemie, 4. Aufl., 1903, 117, Gl. (2).

des Wasserdampfes bei verschiedenen Temperaturen bestimmt, die sich über Gemischen von Schwefelsäure und Wasser entwickeln.[5]) Wir erhalten eine ziemlich gute Übereinstimmung mit den Regnaultschen Versuchen, wenn wir in Gleichung (42) die Werte einsetzen

$$\lg p = \lg P + y_f \lg z_{f_1} - \frac{2600}{T} z_{f_2}^2 \qquad (58)$$

und es ist

$$y_f = 1 - 0{,}34\,(1 - 2{,}3 \lg T) \qquad (59)$$

wobei sich der Index 1 auf Wasser, der Index 2 auf Schwefelsäure bezieht.

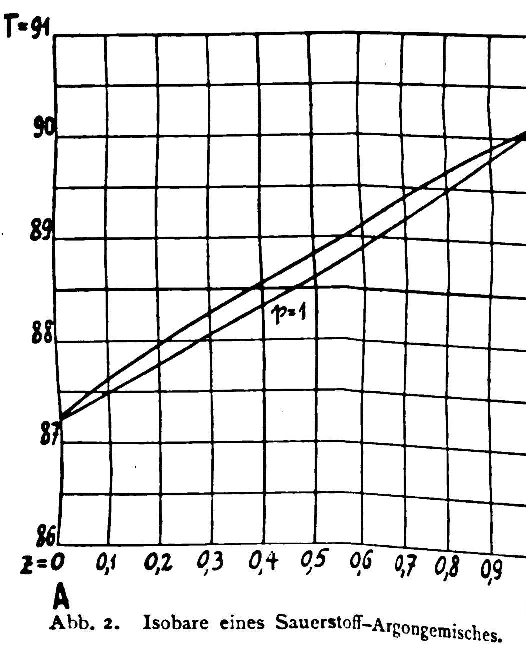


Abb. 2. Isobare eines Sauerstoff-Argongemisches.

Kirchhoff hat bereits zur Berechnung der Dampfspannungen p eine Gleichung abgeleitet, wobei er die Abhängigkeit der Mischungswärme von der Temperatur vernachlässigt. Er benutzt dabei die Konzentration

$$x = \frac{z_{f_1}}{z_{f_2}} \qquad (60)$$

[5]) M. V. Regnault, Etudes sur l'hygrometrie. Ann. de Chimie et de Physique, III. Serie, 15 (1845), 179—181.

Für die ... und 1 Mol ...

Führen wir ... unter Vern... abhängigen ...

$Q_f = -$ ...

Führen wir ... geht sie üb...

$\lg p = \frac{1}{T} ($ ...

Schreiben wi...

so wird sie ... aufgestellten (...

Für die B... wendet Kirch...

$Q_f = - m_2\, 17$ ...

der größere V...

Es werde... chungen für ... bezogen auf ... aus zwei Best... die Gleichgew... aus zwei Best... ständen abgel... werden die Mi... stoff-Argon u...

[6]) G. Kirc... von Mischungen ... Phys. u. Chem. ...

II. Metallforschung.

Die Kristallitenorientierung in metallischen Werkstücken in ihrer Beziehung zu den elastischen Eigenschaften.

Von G. Tammann.

Ein zuvor bearbeitetes und dann ausgeglühtes Metallstück besteht aus polyedrischen Körnern, Kristalliten. Beim Walzen verschieben sich Teile dieser Kristall... gegeneinander ... ein langgestrec... überlappenden ... von Polany, ... anderen von ... gelehrt, daß i... lappenden, ok...

'asserdampfes bei verschiedenen Tempera- bestimmt, die sich über Gemischen von felsäure und Wasser entwickeln.[5]) Wir er- eine ziemlich gute Übereinstimmung mit Regnaultschen Versuchen, wenn wir in Glei- g (42) die Werte einsetzen

$$\lg p = \lg P + y_f \lg z_{f_1} - \frac{2600}{T} z_{f_2}^2 \qquad (58)$$

es ist

$$y_f = 1 - 0{,}34\,(1 - 2{,}3 \lg T) \qquad (59)$$

bei sich der Index 1 auf Wasser, der Index 2 Schwefelsäure bezieht.

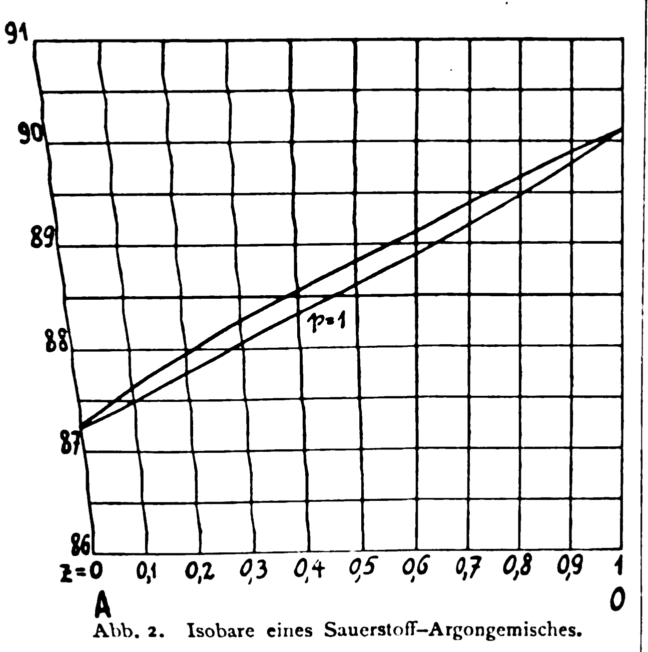


Abb. 2. Isobare eines Sauerstoff–Argongemisches.

Kirchhoff hat bereits zur Berechnung der Dampfspannungen p eine Gleichung abgeleitet, wobei er die Abhängigkeit der Mischungswärme von der Temperatur vernachlässigt. Er benutzt dabei die Konzentration

$$x = \frac{z_{f_1}}{z_{f_2}} \qquad (60)$$

[5]) M. V. Regnault, Etudes sur l'hygrometrie. Ann. de Chimie et de Physique, III. Serie, **15** (1845), 179—181.

Für die Mischungswärme von x Mol Wasers und 1 Mol Schwefelsäure ergibt sich dann

$$Q_f = q_{f_1} x\, m_1 + q_{f_2} m_2 \qquad (61)$$

Führen wir in (60) die Gleichung (45) und (46) unter Vernachlässigung des von der Temperatur abhängigen Gliedes ein, so wird

$$Q_f = -4{,}6\, K_f \frac{x}{x+1} = -11960 \frac{x}{x+1} \qquad (62)$$

Führen wir (62) in die Gleichung (42) ein, so geht sie über in

$$\left.\begin{aligned} \lg p = \frac{1}{T}\left(A_1 + \frac{1}{4{,}6}\frac{d\,Q_f}{d\,x}\right) - B_1 \lg T \\ + C_1 + \lg z_{f_1} \end{aligned}\right\} \qquad (63)$$

Schreiben wir in dieser Gleichung

$$C_1 + \lg z_{f_1} = C \qquad (64)$$

so wird sie identisch mit der von Kirchhoff aufgestellten Gleichung.[6])

Für die Berechnung der Mischungswärme verwendet Kirchhoff den Ausdruck von Thomsen

$$\left.\begin{aligned} Q_f &= -m_2\, 177{,}1 \frac{x}{x+1{,}7446} \\ &= -17350 \frac{x}{x+1{,}7446} \end{aligned}\right\} \qquad (65)$$

der größere Werte ergibt als Gleichung (62).

Zusammenfassung.

Es werden die allgemeinen Differentialgleichungen für die Wärmeinhalte und Entropieen bezogen auf die Masseneinheit in einer Mischung aus zwei Bestandteilen aufgestellt und aus diesen die Gleichgewichtsbedingungen für ein Gemisch aus zwei Bestandteilen in zwei verschiedenen Zuständen abgeleitet. Mit den erhaltenen Gleichungen werden die Mischungen von Stickstoff–Argon, Sauerstoff–Argon und Schwefelsäure–Wasser berechnet.

[6]) G. Kirchhoff, Über die Spannung des Dampfes von Mischungen aus Wasser und Schwefelsäure. Ann. d. Phys. u. Chem. **104** (1858), 617, Gl. (2).

II. Metallforschung.

Die Kristallitenorientierung in metallischen Werkstücken in ihrer Beziehung zu den elastischen Eigenschaften.

Von G. Tammann.

Ein zuvor bearbeitetes und dann ausgeglühtes Metallstück besteht aus polyedrischen Körnern, Kristalliten. Beim Walzen verschieben sich Teile dieser Kristallite auf Gleitebenen unter Drehungen gegeneinander und es entsteht aus einem Korn ein langgestrecktes Paket, bestehend aus einander überlappenden Lamellen. Die Untersuchungen von Polany, Körber, Wever, Glockner und anderen von Walzstücken im Röntgenlicht haben gelehrt, daß in einem Kupferblech die sich überlappenden, oktaedrischen Lamellen auf den Walz-

ebenen Ikositetraederebenen bilden. Das Anwachsen der Elastizitätsgrenze mit wachsender Verformung ist besonders von Körber verfolgt und gezeigt worden, daß im Kristallitenkonglomerat nicht nur Schichtungen auf Gleitebenen, sondern auch Drehungen der Kristallite stattfinden.

Die Untersuchungen von Klangfiguren auf Metallblechen ergaben, daß Metallplatten, nachdem sie durch Glühen in den weichen Zustand übergeführt waren, in ihren elastischen Eigenschaften den harten Platten noch viel näher standen, als Platten mit regelloser Kristallitenverteilung, welche elastisch isotrop sind.[1]) Daher wird ein Probestab für einen Zerreißversuch eine recht verschiedene Elastizitätsgrenze zeigen, je nach seiner Vorbehandlung, welche die Orientierung seiner Kristallite zur Stabachse beeinflußt, und damit auch die Kraft, bei der eine dauernde Längenänderung des Stabes zurückbleibt.

Die Druckfestigkeit sowie andere elastische Eigenschaften hängen nicht nur von der Natur des Materials ab, sondern auch bei demselben Material von der Orientierung der Kristallite, aus denen das Material besteht. Denn die Kräfte, welche dauernde Verschiebungen in den Kristalliten hervorrufen, sind von den Richtungen der an jedem Kristalliten angreifenden Kräfte abhängig, und bei einer Änderung der Orientierung der Kristallite verschieden, da die Gleitebenen und die Gleitrichtung in allen Kristalliten desselben Materials dieselbe kristallographische Orientierung haben.

Es ist also erwünscht eine möglichst große, umfassende Übersicht über die Orientierung der Kristallite eines Werkstückes in verschiedenen Zuständen der Bearbeitung und nach den ihr häufig folgenden Glühungen zu erhalten; um beide in der Weise abzustimmen, daß die Bearbeitung möglichst leicht von statten geht und möglichst wenig Ausschuß ergibt.

Ob die röntgenometrischen Methoden so weit ausgebildet werden können, daß sie schnell zu den erwünschten Resultaten führen, lasse ich dahingestellt. Im folgenden wird eine Methode beschrieben werden, deren Anwendung in der Praxis kaum auf Schwierigkeiten stoßen dürfte.

Beim Ätzen eines Kristalls entstehen auf demselben Ätzfiguren, deren Umgrenzungen auf Würfelebenen regulärer Kristalle Quadrate, auf Oktaederebenen Dreiecke, und auf Rhombendodekaederebenen Rillen sind; gebildet werden diese Umgrenzungen durch Ebenen, welche die Oberfläche des Kristalls schneiden. Wenn auf diesen Ebenen der Angriff des Kristalls sich schneller vollzogen hat als auf der Kristallebene, so entstehen Ätzgrübchen, im anderen Fall Ätzhügel. Die Begrenzungsebenen der Ätzgrübchen oder Ätzhügel reflektieren einfallendes diffuses Licht unter anderem Winkel als die Kristallebene, und da auf einer Kristallitenebene sich zahlreiche Ätzgrübchen bilden, so leuchtet sie beim Drehen um das Einfallslot um 360^0 viermal, dreimal oder zweimal auf, jenachdem die geätzte Fläche des Kristalliten eine Würfel-, Oktaeder- oder Dodekaederebene ist. Es entsteht auf der Schlifffläche eines Metallstückes durch die Ätzung der metallische Mohr (moiré metallique), einige Kristallite erscheinen hell andere dunkel und beim Drehen ändert sich hell und dunkel. Dreht man den Schliff unter dem Mikroskop auf dem Drehtisch desselben, so kann man für jeden Kristalliten feststellen, wieviel mal er beim Drehen um 360^0 aufleuchtet. Die Ätzgrübchen selbst sind in der Regel sehr klein, so daß sie erst bei 1000facher Vergrößerung zu erkennen sind, auch ist ihre Form oft sehr unregelmäßig, obwohl die Reflexe deutlich sind. Daß es sich wirklich um Ätzgrübchen der angegebenen Formen handelt ist von Köster[2]) nachgewiesen worden.

Die Schliffebenen der Kristallite fallen aber bei regelloser Kristallitenorientierung nicht mit den genannten drei Hauptebenen zusammen, ungeachtet dessen reflektieren aber ihre Ätzgrübchen so, als ob auf der Schlifffläche nur Würfel-, Oktaeder- und Dodekaederebenen vorhanden wären. Der metallische Mohr, die Kornfelderätzung, entsteht nur bei Einwirkung von Ätzmitteln, die mit größerer Geschwindigkeit auf das Metall ohne Gasentwicklung einwirken, ein solches Ätzmittel löst nun nicht jede beliebige durch das Raumgitter des Kristalls gelegte Schnittebene an allen Stellen mit gleicher Geschwindigkeit parallel der ursprünglichen Schliffebenen, sondern trägt sie keilförmig ab, so daß aus einer weniger dicht mit Atomen besetzten Netzebene eine dichter und aus dieser wieder eine noch dichter besetzte Netzebene usw. entsteht. Dadurch entsteht aus einer Schliffebene eines Kristalliten, welche die eines spitzeren Pyramidenwürfels war, die eines stumpferen, dessen Ätzfiguren nach der Zahl der Reflexionen beim Drehen um 360^0 von denen des Würfels nicht zu unterscheiden sind. Man kann also nicht genau die kristallographische Lage der Schliffebene eines Kristalliten angeben, aber wohl welcher der drei Hauptebenengruppen sie am nächsten kommt. Da die Winkel zwischen Würfel und Oktaederebene 54^0, und zwischen Oktaeder- und Dodekaederebene 35^0 betragen; so ist die Lage der Schliffebene des Kristalliten bis auf etwa 20^0 festgelegt.

[1]) E. Schröder, Zeitschr. f. Metallkunde (1924), S. 201/206; W. Riedelsberger, Zeitschr. f. Metallkunde (1926), S. 105/111 und S. 149/154.

[2]) W. Köster, Zeitschr. f. Metallkunde (1926), S. 112 bis 116 und 219.



In einem Metallstück, in dem die Kristalliten regellos verteilt sind, ist die Wahrscheinlichkeit, daß auf der Schliffebene Ebenen der Hauptgruppe des Würfels liegen, gleich der Anzahl der Würfelebenen dividiert durch die Summe der Ebenen des Würfels 6, des Oktaeders 8 und des Dodekaeders 12 also = 0,23, oder 23 % aller Kristallitenebenen auf der Schliffläche müssen Würfel sein, 31 % Oktaeder und 46 % Dodekaederebenen.

Man braucht also nur zu zählen, wieviel von 100 Kristalliten beim Drehen des Schliffes um 360° viermal, wieviel dreimal und wieviel zweimal aufleuchten, um die Kristallitenorientierung im Metallstück in Zahlen angeben zu können. Im Laufe einer Stunde kann diese Aufgabe erledigt sein.

Da die Elastizitätsgrenze und wohl auch die Reißgrenze von der ursprünglichen Orientierung abhängen, so sollte man beim Vergleich zweier Materialien den Vergleich nur vornehmen, nachdem man sich von der Gleichheit der Kristallitenorientierung in den beiden Probestäben überzeugt hat.

Man weiß seit langem, daß beim Erhitzen eines kaltbearbeiteten Metallstückes die Lamellenstruktur wieder in die ursprüngliche körnige übergeht. Über die Änderung der Kristallitenorientierung hierbei ist aber bisher nur wenig bekannt geworden, weil es an einer leicht zu handhabenden Methode hierfür fehlte.

Nach röntgenometrischen Messungen liegen auf der Walzebene von Kupferblechen Ikositetraederebenen und Dodekaederebenen. Auf kalt gewalztem Kupfer können Ätzfiguren nicht erzeugt werden, es bilden sich beim Ätzen nur Rillen, die über viele Lamellen ohne abzusetzen verlaufen. Nach dem Erhitzen auf 200° entsteht ein sehr feines Korn, dessen Orientierung aber im wesentlichen die frühere sein wird, denn nach dem Erhitzen auf 600° liegen 76 % mit Oktaeder- und 24 % mit Dodekaederebenen auf der Walzebene, dieses Resultat entspricht dem röntgenometrischen Befunde. Es hat sich also von 20° bis 600° die Orientiernng nicht merklich geändert. Bei 800° hat sich die regellose Orientierung hergestellt. Bei noch höheren Glühtemperaturen beginnt die Würfelfläche häufiger zu werden als der regellosen Orientierung entspricht. Erhitzt man das harte Blech direkt auf 1050°, so findet man auf der Walzebene fast nur Würfelebenen. Man kann also vier Haupttypen von Kupferblechen darstellen: 1. harte mit der Walzstruktur, 2. weiche, deren Kristallitenorientierung sich von der im harten Blech nicht wesentlich unterscheidet, 3. weiche, mit regelloser Kristallitenorientierung und 4. weiche, mit Würfelebenen auf der Walzebene.

Die elastischen Eigenschaften dieser Bleche sind sehr verschieden:

1. Ein hartes Blech kann man bis zum Bruch nur fünfmal hin- und herbiegen, wenn die Biegefalte parallel der Walzrichtung verläuft, der schlechte Zusammenhang der Lamellen verursacht die geringe Biegefestigkeit. Schneidet die Biegungsfalte die Walzrichtung unter 60°, so kann man es 8,5 mal hin- und herbiegen bis der Bruch erfolgt.

2. Beim Blech mit regelloser Kristallitenverteilung ist die Biegezahl von der Richtung der Biegefalte unabhängig, das Blech ist elastisch isotrop geworden.

3. Bei den Würfelblechen ist die Biegezahl am größten, wenn die Biegefalte die Walzrichtung unter 45° schneidet; unter diesem Winkel werden auch die Würfelkanten der Kristallite von der Walzrichtung geschnitten.

Weicheisen unterscheidet sich von Kupfer bezüglich seiner Kristallitenorientierung und der Umorientierung der Kristallite bei der Rekristallisation.

Nach röntgenometrischen Untersuchungen liegt beim gewalzten Eisen die Würfelebene in der Walzebene und ihre Diagonale in der Walzrichtung. Nach dem Glühen bei 500° sind die langgestreckten Lamellen in viele Kristallite zerfallen. Die Zählung nach dem Glühen bei 700° ergab, daß 66 % der Kristallite mit Würfelebenen auf der Walzebene lagen, 29 % mit der Dodekaederebene und nur 15 % mit der Oktaederebene. Bei weiterer Temperatursteigerung änderten sich diese Zahlen wenig; auch bei 950° im γ-Felde ist die Orientierung wenig verändert, erst nach zweistündigem Glühen bei 1000° hat sich regellose Kristallitenorientierung hergestellt.

Entsprechend der Verschiedenheit der Kristallitenorientierung beim Kupfer und beim Eisen ist auch die Abhängigkeit der Biegezahlen von der Richtung der Biegekante eine ganz andere.[3])

Ein Gußstück hat eine eigentümliche Struktur; auf den Abkühlungsflächen sitzen dichtgedrängt langgestreckte Kristallite; im Innern befinden sich regellos orientierte Körner. Die langgestreckten Kristallite sind von den Formwänden in das flüssige Metall gewachsen und zwar sowohl beim Eisen als auch beim Kupfer in der Richtung einer Würfelkante. Für die Verformung bei Gußstücken zu Platten oder Drähten ist diese äußere Schicht beim Kupfer nicht günstig und wird daher möglichst dünn durch schnelle Abkühlung beim Gießen gehalten.

Der Walzprozeß besteht im wesentlichen in einer Dickenverringerung unter Längsstreckung, wobei Teile der Kristallite sich auf Gleitebenen verschieben und sich hierbei drehen müssen. Aus der regellosen Orientierung bildet sich eine ge-

[3]) H. H. Meyer, Zeitschr. f. Metallkunde (1926), Novemberheft.



ordnete. Beim Kupfer ist die Gleitebene eine Oktaederebene und die Gleitrichtung parallel ihrer Höhe.

Durch den Gewaltprozeß des Walzens werden Fehlstellen im Material erzeugt, um diese auszugleichen werden Zwischenglühungen vorgenommen. Welche Temperatur muß bei diesen Zwischenglühungen eingehalten werden? Die Antwort auf diese Frage ergibt sich, wenn man die Abhängigkeit der Kristalliten von der Glühtemperatur kennt. Über 700° beginnt die Kristallitenorientierung sich in die regellose zu verwandeln. Würde man kurze Zeit bei 900° glühen, so würde sich schnell die regellose Orientierung herstellen, von der man ausging, und es würde der Gewaltprozeß von neuem beginnen müssen. Aber glüht man bei 600°, so hat sich die Orientierung, die dem Walzprozeß günstig ist, noch nicht verändert, es liegen noch Ikositetraeder- oder Oktaederebenen, auf denen die Kristalliten gleiten, parallel in der Walzebene und ihre Höhen in der Walzrichtung.

Der Vorgang beim Walzen von Weicheisen ist komplizierter.[4])

Andere Methoden.

Da die Kristallitenorientierung die elastischen Eigenschaften metallischer Werkstücke stark beeinflußt, so ist es von Bedeutung außer der röntgenometrischen und der Methode maximaler Reflexion noch über andere zu verfügen, besonders da letztere, wenn die Schliffläche des Korns unter 0,04 mm^2 sinkt, wegen Beleuchtungsschwierigkeiten nicht mehr angewandt werden kann.

Auf einer von Polierstaub befreiten Schliffläche von Kupfer oder Eisen bilden sich beim Erhitzen an der Luft Anlauffarben, weil das von der Oxydschicht und das von der unter ihr liegenden Metallfläche reflektierte Licht zur Interferenz kommen, wodurch gewisse Farben aus dem Spektrum verschwinden. Die Anlaufgeschwindigkeit auf den Würfelflächen ist beim Eisen und beim Kupfer viel kleiner als die der Oktaeder- und Dodekaederebenen, die sich sehr wenig voneinander unterscheiden. Auch bei kleinerem Korn, bei dem die Ätzmethode auf Schwierigkeiten stößt, können die Würfelebenen leicht daran erkannt werden, daß ihre Farbe einer dünneren Oxydschicht entspricht als die der Oktaeder- und Dodekaederebenen.

Auch die Druckfiguren, die man mit einer Grammophonnadel auf nicht zu kleinen Kristalliten erzeugen kann, lassen sich zur Orientierungsbestimmung verwerten, da sie auf den drei Hauptgruppen von Ebenen ganz verschiedene Druckfiguren hervorrufen. Das Studium der Druckfiguren ist deshalb von besonderer Bedeutung, weil es die Art der Gleitebenenbildung direkt erkennen läßt. Auf reinen Kupferkristalliten sind die Gleitlinien gerade Schnittlinien der oktaedrischen Gleitebene mit der Schliffebene. Auf Kupferkristalliten mit fein verteilten Oxydeinschlüssen sind die Gleitlinien krumme, gewellte Linien. Auf Eisenkristalliten sind sie in der Regel krumm und gewellt. Es ist wahrscheinlich, daß sehr fein verteilte mikroskopisch nicht sichtbare Einschlüsse die Ursache hierfür sind.

Ein Material mit geraden Gleitlinien wird wohl seiner Deformation geringere Widerstände entgegensetzen als ein Material mit gekrümmten welligen Gleitlinien, in dem sich beim Gleiten viel mehr Fehlstellen bilden werden.

Preßt man eine polierte Metallplatte parallel seiner Ebene, so treten auf den Kristalliten Gleitlinien auf. Preßt man das Stück nochmals senkrecht zur ersten Preßrichtung, so entstehen neue Gleitlinien. Diejenigen Kristallite, auf denen sich die Gleitlinien unter 90° schneiden, sind Würfelebenen und die Gleitlinen sind als Spuren der oktaedrischen Gleitebenen die Diagonalen der Würfelebene. Auf Oktaederebenen bilden die Gleitlinien Winkel von 60°, und auch die Dodekaederebenen sind zu erkennen. Diese Methode erlaubt aber außerdem noch die Entscheidung folgender für die Ätzmethode wichtigen Frage. Denken Sie sich die Würfelebene um die Würfelkante gedreht, so durchläuft sie zuerst die Lagen der Ebenen stumpfer Pyramidenwürfel, dann die der Ebene 102, des normalen Pyramidenwürfels, und schließlich wird sie eine Dodekaederebene. Welcher Drehungswinkel ist die Grenze für das Auftreten des zweimaligen und des viermaligen Glanzes beim Drehen der mit Ätzgrübchen bedeckten Ebenen um 360°? Es ergab sich, daß diese Grenze beim normalen Pyramidenwürfel liegt. Nähert sich die geätzte Ebene von der Würfelfläche aus dem normalen Pyramidenwürfel, so werden die vierseitig begrenzten Ätzgrübchen länglich und der Glanz von ihren schmalen Seiten schwächer, die viermalige Reflexion geht in die zweimalige über.

Jede der aufgezählten Methoden hat ihre Vorzüge, aber auch ihre Nachteile, auch die röntgenometrische. Aber alle zusammen müssen uns zu einer genauen Ermittlung der Kristallitenorientierung und ihres Einflusses auf die elastischen Eigenschaften der Konstruktionsmaterialien führen.

Wenn in der beschriebenen Weise die Kristallitenorientierung untersucht, und damit verbunden die Bestimmungen der elastischen Eigenschaften in den Versuchsanstalten unserer Werke durchgeführt würden, so wäre der Zweck meiner Mitteilung erreicht.

[4]) H. H. Meyer, Zeitschr. f. Metallkunde (1926), Novemberheft.

Zur Molekulartheorie der Festigkeit und der Verfestigung.[1])

Von Adolf Smekal.

Inhalt: Kristallaggregate und Einkristalle. Röntgenoptisch und mikroskopisch wahrnehmbare Abweichungen vom idealen Gitterbau. „Idealkristalle" und „Realkristalle". „Molekulare" und „technische" Festigkeit. Höchstverfestigte Realkristalle. Nichtidealer Gitterbau und Gleitebenenbildung. — Gitterbau und lichtelektrische Kristallabsorption. Änderung derselben bei der Verformung. Abschätzung molekularer Höchstspannungen im verfestigten Kristall ergibt die Größenordnung der „molekularen" Festigkeit. — Gitterbau und lichtelektrische Absorption in Lenardphosphoren. Änderung derselben bei der Verformung. Hohlräume in Gitterfehlstellen. Anzahl der Gitterfehlstellen. — Ergebnisse für die Molekularstruktur der Realkristalle. Verhältnis zu den Verfestigungstheorien. Metallhärtung durch minimale Fremdzusätze.

Das Verhalten der gewöhnlichen vielkristallinen metallischen Werkstoffe gegenüber plastischen Verformungen läßt sich nach Tammann in bekannter Weise zurückführen auf die Festigkeitseigenschaften von Einkristallen und ihre Wechselbeziehungen im Inneren beliebiger Konglomeratverbände. Die neueren Untersuchungen an metallischen und nichtmetallischen Einkristallen haben nun zu der wichtigen Feststellung geführt, daß die mit der mechanischen Verformung einhergehende Materialverfestigung auch am verformten Einzelkristall auftritt. Diese Erkenntnis ist nicht nur für alle bisherigen, in vieler Hinsicht mehr beschreibenden Verfestigungs-„Theorien" von entscheidender Bedeutung, sondern auch für jede tiefergehende Stellungnahme der Molekulartheorie zu den Festigkeitsfragen, wie sie im folgenden angestrebt werden soll. Sie zeigt, daß ein Verständnis der Festigkeitserscheinungen in allem wesentlichen bereits auf Grund des einkristallinen Aggregatzustandes möglich sein muß, der molekulartheoretisch scheinbar so leicht zu überblicken ist.

Wie bekannt, liefern die röntgenoptischen Strukturuntersuchungen für jede feste Substanz und vorgegebene äußere Bedingungen ein bestimmtes Kristallgitter, d. h. eine räumlich periodische, meist hochsymmetrische Anordnung der Atome, Atomionen oder Moleküle des untersuchten Stoffes, auf Grund welcher die beobachteten Röntgenstrahlinterferenzen erfolgreich gedeutet werden können. Hat man es mit einem Einkristall zu tun, so pflegt man anzunehmen — und diese Annahme liegt stillschweigend auch allen bisherigen Verfestigungstheorien zugrunde —, daß das röntgenoptisch ermittelte Kristallgitter den gesamten Rauminhalt des Kristalls in immer gleichbleibender Regelmäßigkeit erfüllt. Wir wollen gleich an dieser Stelle hervorheben, daß eine so weitgehende Verwirklichung der idealen Gitteranordnung experimentell in keiner Weise gerechtfertigt werden kann und brauchen, um dies zu belegen, nur einen Blick auf die Leistungsfähigkeit der diesbezüglichen röntgenoptischen und mikroskopischen Methoden zu werfen.

Was zunächst die röntgenoptischen Strukturbestimmungen anbetrifft, so braucht nur daran erinnert werden, daß die Interferenzflecke oder -kurven der verschiedenen Typen von Röntgenaufnahmen Intensitätsmaxima darstellen, welche durch das Zusammenwirken einer außerordentlich großen Anzahl von Gitteratomen zustande kommen, so daß bereits der Einfluß einer nur verhältnismäßig geringeren Anzahl von unregelmäßig gelagerten und über den Kristall verteilten Atomen praktisch unmerklich bleibt. Nehmen wir etwa an, daß auf hundert oder tausend „richtig" gelagerte Gitteratome eines Metallkristalles ein „unrichtig" gelagertes entfallen kann, wie es unter den tatsächlichen Verhältnissen denkbar wäre, so würde das einen sehr ansehnlichen Bruchteil vorstellen, über dessen Anordnung keine genauere Rechenschaft möglich ist. Unter diesen Umständen ist die neuerdings zur Anwendung gebrachte Ewaldsche Reflexionsprobe von großer Bedeutung, bei welcher man aus dem Öffnungswinkel des von einer Kristallfläche reflektierten Röntgenstrahles wenigstens auf die Ebenheit des Kristallgitters innerhalb mikroskopischer bis ultramikroskopischer Kristallbereiche schließen kann.[2]) Ein wesentlicher Nachteil aller röntgenoptischen Verfahren liegt aber darin, daß sie alle auf der Zerstreuung des Röntgenlichtes durch sämtliche Elektronen der Gitteratome beruhen. Die große Mehrzahl dieser Elektronen ist an den Atomkern so fest gebunden, daß sie unter dem Einfluß der energetisch verhältnismäßig geringfügigen makroskopisch-mechanischen Beanspruchung des Kristalls keine merklichen Verschiebungen erleidet. So kommt es, daß man bei verformten Kristallen röntgenoptisch das unveränderte Kristallgitter findet, obgleich der makroskopische Zustand unverkennbar ein anderer ist und diese Änderung bei nichtmetallischen, durchsichtigen Kristallen auch optisch leicht feststellbar sein kann.[3])

---

[1]) Über den wesentlichen Inhalt des nachstehenden Vortrages ist, allerdings in erheblich abweichender Fassung, zum erstenmal bereits in der Sitzung der Ortsgruppe Wien vom 9. November 1925 berichtet worden. Da eine ausführlichere Veröffentlichung bisher aus äußeren Gründen nicht möglich war, sei hier auf die Vorveröffentlichungen, Wien. Akad. Anzeiger 1925, 159, 191, sowie Verh. Dtsch. Phys. Ges. (3) 6 (1925), 50, 52 hingewiesen, ferner auf den Danziger Vortrag des Verfassers, Phys. Zeitschr. 26 (1925), 707.

[2]) Vgl. z. B. H. Mark, Naturwissenschaften 13 (1925), 1042.

[3]) Siehe etwa die kürzlich von F. Rinne, Zeitschr. f. Metallkunde 18 (1926), 37, 81, zusammengestellten Beispiele dieser Art. — Nach A. E. van Arkel, Naturwissenschaften 13 (1925), 662 sollen übrigens an kalt-

Bei den optischen Kennzeichen zur Beurteilung des Ordnungszustandes der wirklichen Kristalle kommt es fast ausschließlich auf die Valenz- und Oberflächenelektronen der Kristallatome an, welche am leichtesten verschieblich sind, so daß z. B. Spannungsänderungen, an welchen sehr zahlreiche Atome des Kristalls beteiligt sind, durch Änderung der Eigenfarbe und des Reflexionsvermögens, sowie Auftreten von Doppelbrechung erkennbar werden können. Nehmen wir an, daß ein Kristallstück im unbeanspruchten Zustande nicht nur dem unbewaffneten Auge fehlerlos erscheint, sondern auch noch unter der stärksten mikroskopischen Vergrößerung keinerlei Ungleichmäßigkeit erkennen läßt. Aus der Grenze des Auflösungsvermögens und der mikroskopischen Sichtbarkeit ergibt sich dann, daß ein jeder, gerade noch wahrnehmbarer Raumteil des Kristalls noch immer gegen eine Milliarde von Atomen umfassen muß — eine ungeheure Menge, über deren Ordnungszustand eine mikroskopische Aussage völlig ausgeschlossen ist. Die Tragweite dieses Umstandes wird immer wieder gelegentlich außer acht gelassen, z. B. bei den Schlüssen über den Molekularzustand verformter Metallkristalle, welche Czochralski auf die Ergebnisse seiner sehr beachtenswerten „Methode der dislozierten Reflexion" gegründet hat. Etwas günstiger liegen die Verhältnisse für die ultramikroskopische Untersuchung, welche freilich nur einer sehr begrenzten Anwendung (Kristalloberflächen, dünnste Schichten) fähig ist — aber auch hier gelangt man zu einer, jetzt vom untersuchten Stoff abhängigen Schranke, welche nicht weiter unterboten werden kann.

Wenn man sich also keineswegs darüber vergewissern kann, daß die vollkommensten wirklichen Kristalle ein ideales Kristallgitter besitzen, so ist es zunächst natürlich doch naheliegend, diese Annahme einzuführen und zuzusehen, welche Folgerungen sie nach sich zieht. Die zahlreichen theoretischen Untersuchungen von Born und seinen Mitarbeitern haben dargetan, daß ein solches ideales Kristallmodell — wir wollen es kurz den Idealkristall nennen — in der Tat sehr viele Eigenschaften der wirklichen oder Realkristalle[4]) besitzt. Es ist gewiß sehr bezeichnend, daß diese außerordentlichen Erfolge lauter echte Volumenerscheinungen betreffen, welche, auch erfahrungsgemäß, von Verunreinigungen und Baufehlern der Kristalle merklich unabhängig sind, wie die elastischen, thermischen und viele optischen Eigenschaften. Versucht man jedoch, die Festigkeitseigenschaften der Realkristalle, etwa ihre Zerreißfestigkeit senkrecht zu einer Gleitebenenrichtung mittels der Idealkristalle wiederzugeben, so gelangt man zu einem bemerkenswerten Unterschied. Während diese Festigkeit beim Realkristall von seiner Vorgeschichte abhängt, nämlich vom Ausmaß seiner vorhandenen Verfestigung, liefert der Idealkristall eine einzige Festigkeitsgröße, welche durch das Kräftespiel benachbarter Gitteratome eindeutig bestimmt und jeder Steigerung unfähig ist. Wie man für die homöopolaren Metallkristalle ganz allgemein qualitativ, für polar gebaute Kristalle (Steinsalz) aber auch quantitativ zeigen konnte, ist die beim Zerreißversuch gemessene „technische Festigkeit" des unverfestigten Realkristalls hundert- bis tausendmal kleiner als der unabänderliche „molekulare" Festigkeitswert des Idealkristalles.[5]) Dieser erstaunliche Gegensatz erfährt sogleich eine nicht weniger überraschende Milderung, wenn man das Ausmaß der Zerreißfestigkeiten verfestigter Kristalle mit der theoretisch geforderten „molekularen Festigkeit" vergleicht. Versuche über maximale Kristallverfestigungen liegen einstweilen nur an nichtmetallischen Stoffen vor, dürften aber wohl auch bei Metallkristallen zu qualitativ ähnlichen Ergebnissen führen, was daher im folgenden angenommen werden soll. Wie Griffith an Quarz, Joffé an Steinsalz gefunden hat, erreichen die höchsten erzielbaren Festigkeitswerte gerade die Größenordnung der „molekularen Festigkeiten", welche sie nur um verhältnismäßig geringe Beträge zahlenmäßig unterschreiten! Es zeigt sich also, daß nur der höchst verfestigte Einkristall in bezug auf seine Zerreißfestigkeit dem Idealkristall gleichgestellt werden kann, während der unverfestigte Kristall ein völlig abweichendes Verhalten darbietet. Man erkennt, daß es also geradezu als eine Bedingung für die Verfestigbarkeit eines Kristalles anzusehen ist, daß er kein Idealkristall ist und daß seine „technische" Zerreißfestigkeit jene des Idealkristalles unterschreitet.

Die geschilderte Sachlage könnte jedermann befriedigen, der die Frage beantwortet wissen will, in welcher Beziehung der Idealkristall zu den Festigkeitseigenschaften der wirklichen Kristalle steht. Über die Beschaffenheit der wirklichen, nicht bis zum Höchstausmaß verfestigten Kristalle gibt sie jedoch zunächst keinerlei näheren Aufschluß. Diese Frage ist offenbar von ganz grundlegender Bedeutung und soll daher den Gegenstand der weiteren Betrachtungen bilden.

Wenn nunmehr angenommen werden darf, daß

---

bearbeitetem Fe, Pt und W, nicht aber an Cu und Pb Änderungen der Gitterkonstante bis um 0,2 v H röntgenoptisch nachweisbar sein.

[4]) Die sehr glückliche, von Ewald herrührende Bezeichnung „Mosaikkristall" für den Typus vieler wirklicher Kristalle wird hier deshalb vermieden, weil sie uns auch wiederum einem Kristallmodell angepaßter zu sein scheint — einem Modell gewisser nichtidealer Kristalle — als den wirklichen Kristallen, welche noch durch andere Eigenschaften gekennzeichnet sein dürften.

[5]) Siehe etwa A. Smekal, Zeitschr. Österr. Ing. u. Arch. V. **74** (1922), 217 oder Naturwissenschaften **10** (1922), 799.



›llkommenste „Realkristall“ kein „Ideal-
;, so kann nach dem Früheren doch nicht
sein, daß zwischen beiden nur verhältnis-
ringe Verschiedenheiten in Betracht
dürfen. Nach den anfangs gemachten
ngen über die Tragweite der optischen
genoptischen Methoden zur Prüfung der
uktur ist klar, daß bisher unbemerkt
ne Unregelmäßigkeiten in der Anordnung
stallatome durchaus möglich sind, wenn sie
erhalb gewisser Grenzwerte bewegen können.
sehr maßgebenden Anhaltspunkt, der in
iche Richtung weist, liefert der Energie-
der Kristalle, welcher auf thermochemischem
ermittelt und mit dem aus der Theorie des
opolaren) Idealkristalls berechenbaren Werte
chen werden kann; die meist ziemlich befriedi-
e Übereinstimmung beweist von neuem, daß die
hl der im Gitter geordnet liegenden Kristall-
ne weitaus größer sein muß als die Anzahl
ungeordneten. Da die Zerreißfestigkeit der
erfestigten Realkristalle so wesentlich kleiner ist
die der Idealkristalle, muß Anordnung und Ver-
lung der nicht streng gittermäßigen Kristall-
ome so beschaffen sein, daß sie festigkeits-
niedrigend wirkt. Man kann sich dies — in vor-
ufig ganz unverbindlicher Weise — am einfachsten
o vorstellen, daß an beliebigen, regellos verteilten
Stellen im idealen Kristallgitter mehrere Gitter-
atome fehlen, so daß amikroskopische Hohlräume
entstehen; diejenigen Atome, welche die „inneren“
Oberflächen dieser Hohlräume bilden, würden sich
dann ebenso wie die Atome der äußeren Kristall-
oberfläche in einem Zustand befinden, welcher
von dem Zustand der im zusammenhängenden
Gitter befindlichen Atome wesentlich abweicht.
Jede derartige Vorstellung würde gleichzeitig mit
einem Schlage auch die grundlegendste Festig-
keitseigenschaft aller Realkristalle dem Verständnis
näherbringen, welche von den bisherigen Ver-
festigungstheorien ohne jede Begründung hin-
genommen wird: die Fähigkeit zur Gleit-
ebenenbildung. Diese Eigentümlichkeit ist vom
Standpunkt eines idealen Kristallgitters, in dem
nur stetige Verzerrungen möglich sind, unverständ-
lich.[6]) Da ein höchstverfestigter Kristall offenbar
kein Fließvermögen mehr besitzen kann, ist dieser
Umstand jedoch eher als befriedigend anzusehen,
wenn einmal sicher steht, daß die „molekulare“
Zerreißfestigkeit der Idealkristalle nur bei höchst-
verfestigten Realkristallen auftritt.

Um näheren Aufschluß über Vorhandensein und Ausmaß des nichtidealen Charakters der Atomanordnung in wirklichen Kristallen zu erhalten, bleibt kein anderer Weg, als noch andere Kristalleigenschaften aufzusuchen, bei welchen das Modell des Idealkristalles Schiffbruch leidet. Wenn wir diesbezüglich die Eigenschaften der Metalle durchmustern, so zeigt sich, daß hierfür etwa das Wärmeleitvermögen, die Selbstdiffusion oder die Fähigkeit zur Gasaufnahme, vielleicht auch die elektrische Leitfähigkeit in Betracht kommen könnten. Die Frage nach der Selbstdiffusion ist von diesem Standpunkt aus bereits in meinem vorjährigen Danziger Vortrag[7]) zur Sprache gekommen. Hier sei nur erwähnt, daß das damals zugunsten der tatsächlichen Existenz von Gitterstörungen erhaltene Ergebnis weitere experimentelle Stützen erhalten hat durch den wundervollen Nachweis, den Volmer seither für die große Oberflächenbeweglichkeit der Kristallbausteine erbracht hat.[8]) Immerhin ist klar, daß die früher genannten Erscheinungen bestenfalls nur indirekte Anhaltspunkte von Fehlstellen des Gitterbaues der Realkristalle liefern können. Eine direkte Kennzeichnung solcher Fehlstellen durch optische oder elektrische Anomalien scheint jedoch angesichts der Undurchsichtigkeit und des geringen elektrischen Widerstandes der Metallkörper so gut wie ausgeschlossen.

Eine solche Kennzeichnung erscheint aber durchaus möglich, sobald man zu durchsichtigem oder nur schwach gefärbtem, isolierendem Kristallmaterial übergeht. Auf die allgemeine Sachlage gestützt, möchten wir glauben, daß die damit erforderliche Beschränkung auf gewisse nichtmetallische Kristalle nur von methodischer Bedeutung ist, so daß eine nachträgliche Anwendung der an ihnen erhaltenen Ergebnisse auf beliebiges Kristallmaterial keinen wesentlichen Bedenken ausgesetzt sein wird.

Die Durchsicht der optischen Absorptionseigenschaften von Kristallen der genannten Beschaffenheit zeigt nun in der Tat einen höchst

[6]) Die kürzlich zum Problem der Elastizitätsgrenze, bzw. der Schubfestigkeit der Einkristalle angestellten theoretischen Betrachtungen von J. Frenkel, Zeitschr. f. Phys. **37** (1926), 572, gehen gleichfalls vom idealen Kristallgitter und von einer Vorwegnahme der erst zu erklärenden Gleitebenenbildung aus. Wenn im späteren Verlauf der Arbeit geäußert wird, daß die Gleitebenenbildung mit den thermischen Schwankungsvorgängen im Inneren des Kristallgitters in Verbindung zu bringen sei, so fehlt hierfür selbst jeder Versuch eines Wahrscheinlichkeitsbeweises. Wie sich im folgenden zeigen wird, scheint auch der experimentelle Befund mit einer derartigen Ansicht unverträglich. Man vgl. dazu ferner die wohlbegründete, ablehnende Stellungnahme, welche schon W. Voigt, Ann. d. Phys. **60** (1919), 638, Abschnitt I, insbesondere S. 652—54 zu dem Problem geäußert hat.

[7]) A. Smekal, Physikal. Zeitschr. **26** (1925), 707.

[8]) M. Volmer und G. Adhikari, Zeitschr. f. Phys. **35** (1925), 170; Zeitschr. f. phys. Chem. **119** (1926), 46. Während es sich dabei allerdings um organische Substanzen handelt, finden sich hierhergehörige Beobachtungen an Metallkristallen schon früher bei M. Volmer und I. Estermann, Zeitschr. f. Phys. **7** (1921), 13 und M. Volmer, Zeitschr. f. phys. Chem. **102** (1922), 268. — Bezüglich neuer Versuche von Joffé zu der der Selbstdiffusion analogen elektrolytischen Leitfähigkeit in festen Salzen vgl. A. Smekal, Zeitschr. f. Phys. **36** (1926), 288.

eigenartigen Befund, sobald man Substanzen betrachtet, deren Brechungsindex größer oder gleich 2 ist. Wie Gudden und Pohl samt Mitarbeitern in einer Reihe von Untersuchungen festgestellt haben, besitzen alle diese Körper qualitativ denselben typischen Verlauf des Absorptionskoeffizienten mit der Wellenlänge. Auf geringe, mit abnehmender Wellenlänge langsam zunehmende Absorption im sichtbaren Spektralgebiet folgt stets ein schwindelnd steiler Anstieg am violetten Ende oder im Ultraviolett, welcher zu Absorptionskoeffizienten überleitet, die das Tausend- bis Zehntausendfache des Wertes im sichtbaren Bereiche aufweisen. Der größenordnungsmäßige Unterschied zwischen langwelliger und kurzwelliger Absorption legt sofort den Gedanken nahe, daß mit den beiden so verschiedenartigen Absorptionsgebieten auch verschiedenartige Vorgänge im Inneren des Kristalls verknüpft sind. In unübertrefflich klarer Art haben Gudden und Pohl sichergestellt, daß dies auch wirklich zutrifft. Sie fanden, daß im langwelligen Gebiete absorbierte Strahlung auf jedes Lichtquant im Inneren des Kristalls ein Elektron auslöst und beweglich macht, wodurch der Kristall bei Belichtung eine darum als „lichtelektrisch" bezeichnete Zusatzleitfähigkeit erhält, die leicht nachgewiesen werden kann. Im Gegensatz hierzu entspricht das kurzwellige Gebiet der gewöhnlichen Eigenabsorption des Kristalls, welche ihn zur Aussendung von Fluoreszenzstrahlung befähigt. Damit ist aber festgestellt, daß im Kristall zweierlei Arten von Lichtempfängern vorhanden sein müssen, welche nach Anzahl und energetischem Verhalten scharf voneinander getrennt erscheinen: die weitaus überwiegende Menge der Kristallbausteine absorbiert kurzwellige Quanten, ohne dabei anderes als Hebung auf eine höhere Energiestufe mitzumachen — eine vergleichsweise sehr geringe Anzahl von ihnen jedoch ist imstande, durch Aufnahme langwelliger Quanten sogleich lichtelektrisch ionisiert zu werden. Es ist hier nicht der Ort, auf viele weitere, sehr reizvolle Ergebnisse näher einzugehen, die Gudden und Pohl ermittelt und zur näheren Aufklärung der inneren lichtelektrischen Wirkung benutzt haben. Für den hier verfolgten Zweck kommt nur noch in Betracht, daß die so eigenartige langwellige Absorption durch gewisse Verunreinigungen vermindert[9]), durch optisch oder röntgenoptisch[10]) wahrnehmbare Kristallbaufehler, Temperaturerhöhung und lichtelektrische Erregung jedoch verstärkt wird.[11])

Die Ausnahmestellung derjenigen Kristallbausteine, mit welchen das langwellige Absorptionsgebiet verknüpft ist, könnte vom Standpunkt des Idealkristalles aus versuchsweise nur auf Energieschwankungen zurückgeführt werden, welche hin und wieder ein Gitteratom mit so viel Energie versehen müßten, daß es der lichtelektrischen Ionisation zugänglich wird. Diese Annahme, welche auch durch die Temperaturabhängigkeit der Erscheinung nahegelegt werden könnte, wird jedoch durch das Fehlen jeder nennenswerten lichtelektrischen Wirkung innerhalb des kurzwelligen Absorptionsgebietes, sowie durch den steigernden Einfluß der Kristallbaufehler zunichte gemacht.[12]) Damit dürfte bereits gesichert sein, daß die lichtelektrische Empfindlichkeit der in Rede stehenden Kristalle eine wesentlich für Realkristalle kennzeichnende Erscheinung ist. Ob sie auch mit zu den Festigkeitseigenschaften in ursächlicher Beziehung steht, kann nur beurteilt werden, wenn es gelingt, einen merklichen Einfluß der plastischen Verformung auf die lichtelektrische Empfindlichkeit der Kristalle nachzuweisen. Leider haben Gudden und Pohl eine derartige Fragestellung bei ihren bisherigen experimentellen Untersuchungen nicht in Betracht gezogen. Glücklicherweise finden sich bei anderen Forschern Beobachtungen, welche zwar durch ganz andersartige Ziele veranlaßt wurden, aber für den hier verfolgten Zweck brauchbar sind.

Mit Rücksicht auf das sogleich noch zu besprechende Problem der Lenardphosphore hat Lenard und später sein Schüler Göggel auch nichtphosphoreszierende, chemisch möglichst reine Erdalkalisulfide lichtelektrisch untersucht[13]) und

[9]) B. Gudden und R. Pohl, Zeitschr. f. Phys. 3 (1920), 123; 5 (1921), 176, geben dies für Diamant, ZnS und HgS an und schließen daraus, daß die lichtelektrische Empfindlichkeit von der Kristallsubstanz und nicht von Verunreinigungen abhängt. Obgleich dies sehr verständlich scheint, wäre es vielleicht doch noch ratsam, diesen Schluß unter Hinweis auf die lichtelektrischen Eigenschaften der Phosphore für keinen endgültigen zu halten — trotzdem die für die Phosphore kennzeichnenden selektiven Maxima der lichtelektrischen Empfindlichkeit bei den nichtphosphoreszierenden Kristallen nicht gefunden werden. Es mag sein, daß der Einfluß von Fremdbeimengungen sowohl von ihrer chemischen Beschaffenheit, als von ihrem Dispersitätsgrad abhängt.

[10]) Nach freundlicher mündlicher Mitteilung von H. Mark, beurteilt auf Grund der in Verbindung mit Anm. 2 erwähnten Ewaldschen Reflexionsprobe.

[11]) Siehe etwa B. Gudden und R. Pohl, Zeitschr. f. Phys. 37 (1926), 889.

[12]) Vgl. dazu eine weniger entschiedene Äußerung von B. Gudden und R. Pohl, Physikal. Zeitschr. 26 (1925), 481, Anm. 1 auf S. 482.

[13]) P. Lenard, Elster-Geitel-Festschrift, Braunschweig 1915, 669; K. Göggel, Ann. d. Phys. 67 (1922), 310 ff., ferner auch schon W. Hausser, Diss. Heidelberg 1913. — Daß hier stets der äußere lichtelektrische Effekt verfolgt wird, während die Untersuchungen von Gudden und Pohl auf den inneren lichtelektrischen Effekt der Kristalle Bezug haben, tut nichts zur Sache, seitdem der völlige Parallelismus dieser beiden Erscheinungen an den hier in Betracht kommenden Substanzen mehrfach festgestellt worden ist. Vgl. dazu etwa B. Gudden und R. Pohl, Zeitschr. f. Phys. 4 (1921), 206 oder E. Rupp, Ann. d. Phys. 70 (1923), 391 (in letzterer Untersuchung wird auch die Verringerung des inneren lichtelektrischen Effektes nach Druckzerstörung von Phosphoren gezeigt).

dabei vor allem eine Erscheinung genauer verfolgt, welche Lenard und Klatt schon sehr viel früher an den Phosphoren festgestellt und mit der Bezeichnung „Druckzerstörung" versehen hatten.[14]) Wir wollen den Sachverhalt aber zunächst ganz ohne jede Beziehung zu den Phosphoreigenschaften schildern, da er davon völlig unabhängig ist. Die Erdalkalisulfide gehören zu der eben besprochenen Klasse von lichtelektrisch empfindlichen[15]) Kristallen. Wenn früher auch gewisse Meinungsverschiedenheiten über ihren Molekularbau vorhanden waren, so ist ihre Kristallnatur jetzt nicht nur röntgenoptisch nachgewiesen[16]), sondern vor allem durch ihre sehr deutliche Rekristallisierungsfähigkeit belegt. Die „Druckzerstörung" Lenards tritt nämlich ein, sobald man die Sulfide plastisch[17]) deformiert und ist mit einer charakteristischen Änderung der Lichtempfindlichkeit verbunden, welche erst durch mehr oder minder starke, kürzere oder längerdauernde Temperaturerhöhung wieder rückgängig gemacht werden kann. Man hat es hier also mit einer „Deformations-" oder „Verformungsänderung" der lichtelektrischen Empfindlichkeit zu tun. Diese Erscheinung lehrt zweierlei: einmal, daß die mit der Lichtempfindlichkeit verknüpfte langwellige Absorption nicht ausschließlich auf Energieschwankungen im Kristall beruhen kann, und weiterhin, daß die zu dieser langwelligen Absorption befähigten Kristallbausteine mit den Festigkeitseigenschaften zusammenhängen. Da die plastische Verformung mit Gleitebenenbildung einhergehen muß, werden also durch die Gleitflächenbildung gerade jene Kristallbausteine beeinflußt oder unter andere Bedingungen versetzt, welche keine geordnete Lagerung im Kristallgitter besitzen. Damit aber ist gezeigt, daß die vom Standpunkt des idealen Kristallgitters völlig rätselhafte Gleitebenenbildung gerade an jenen Stellen des Kristalls einsetzt (bzw. sie bevorzugt), in welchen sein Molekularbau von jenem eines Idealkristalles abweicht, ohne daß diese Gitterabweichungen mikroskopisch oder röntgenoptisch wahrnehmbar sein müßten.

Die Änderung der Lichtempfindlichkeit, welche bei der plastischen Verformung der Erdalkalisulfide eintritt, besteht darin, daß die sichtbare Strahlung dann nicht mehr nur lichtelektrisch wirkt, sondern mit dem grünen und blauen Spektralbereich auch eine, allein von dem beteiligten Erdalkalimetall abhängige, Färbung hervorruft. Diese Färbung kann durch Rotbelichtung wieder rückgängig gemacht werden, doch ist die lichtelektrische Empfindlichkeit des entfärbten Materials eine ganz wesentlich geringere als die eines im Dunkeln verformten, noch ungefärbten Präparates. Wir haben hier — wie es scheint, zum ersten Male — den Nachweis von durch den Gleitvorgang bewirkten Veränderungen im Zustand einzelner, vor ihrer Kristallumgebung ausgezeichneter Atome, welche sich in oder nahe einer Gleitungsebene des Kristalls befinden. Wie Lenard mit guten Gründen belegt hat, ist die Färbung jedenfalls auf Ausscheidung freier neutraler Erdalkaliatome zurückzuführen, ganz ähnlich wie z. B. die bekannte Färbung des Steinsalzes durch Röntgen- oder Radiumbestrahlung auf Ausscheidung freier Natriumatome beruht.[18])

Da die sichtbare Strahlung am unverformten Kristall keine Metallausscheidung zustande bringt, letztere aber einen energieverzehrenden Vorgang bedeutet, so ist klar, daß an jenen Orten, an welchen sie im verformten Kristall möglich wird, Energie hinzugekommen sein muß, welche nur von der zur Verformung aufgewendeten Arbeitsleistung herrühren kann. Die Tatsache, daß Wellenlängen größer als 5300 Å im verformten SrS nach Lenard bereits metallausscheidend wirksam sind, kann zur Abschätzung einer unteren Grenze für jenen Energiebetrag benutzt werden, welche etwa $2 \cdot 10^{-12}$ erg/Molekül ergibt. Denkt man sich andererseits einen Strontiumsulfidkristall mit idealem Gitter bis nahe heran an seine „molekulare" Zerreißfestigkeit angespannt, so zeigt sich, daß der Höchstwert der dazu erforderlichen Spannungsenergie gerade von derselben Größenordnung wird! Daraus folgt also, daß die Kristallmoleküle an jenen Orten, an welchen die vom Licht bewirkte Metallausscheidung möglich ist, unter Spannungen stehen, welche von der Größenordnung der molekularen Zerreißfestigkeit sind. Man sieht unmittelbar, daß derartig hohe Spannungen in Anbetracht der viel niedrigeren „technischen" Zerreißfestigkeit nur in verhältnismäßig wenigen Raumelementen des Kristalls vorhanden sein können. Dies ist es gerade, was man nach dem Früheren erwarten muß, wenn die Gleitebenenbildung tatsächlich mit den lichtempfindlichen Stellen des Kristalles zusammenhängt. Dieser Zusammenhang wird übrigens

[14]) P. Lenard und V. Klatt, Ann. d. Phys. 12 (1903), 439.

[15]) Siehe etwa B. Gudden und R. Pohl, Zeitschr. f. Phys. 16 (1923), 42.

[16]) Siehe A. Schleede und H. Gantzckow Zeitschr. f. phys. Chem. 106 (1923), 37.

[17]) Dieser wesentliche Punkt ist erst von H. Kuppenheim, Ann. d. Phys. 67 (1923), 81, 113. bemerkt worden, die Rekristallisationsfähigkeit scheint überhaupt noch nicht klar als solche erkannt worden zu sein. Dies hängt vermutlich damit zusammen, daß die Versuchspräparate aus verschiedenen methodischen Gründen fast immer pulverförmig gewählt wurden.

[18]) Die letztere, schon seit langer Zeit für wahrscheinlich gehaltene Deutung ist wohl als endgültig gesichert anzusehen, seitdem es Z. Gyulai, Zeitschr. f. Phys. 33 (1925), 251; 37 (1926), 889, im Pohlschen Institut gelungen ist, die völlige Übereinstimmung der Absorptionsspektra röntgenverfarbter und mit Natriumdampf additiv gefärbter Steinsalzkristalle nachzuweisen.

auch schon durch die Metallausscheidung selbst nahegelegt, wenn man bedenkt, daß ein freies Erdalkaliatom nicht in die Gitteranordnung paßt und daher nur dort zur Ausscheidung kommen wird, wo diese Anordnung schon früher nicht bestanden hat. — Ebenso ist es wohlverständlich, daß die lokalen Spannungen in den Gleitebenen des verformten Kristalls bis zur Größenordnung der molekularen Höchstspannungen des Idealkristalls hinaufzureichen scheinen: der wirkliche Kristall besteht ja doch zum überwiegenden Teil aus ideal gebauten Raumgitterbereichen, welche derartige Spannungen ohne weiteres zu ertragen vermögen. Es bedeutet einen neuen Erfolg der Theorie des Idealkristalls, wenn sich hier zeigt, daß der verformte Realkristall Spannungen von der Größenordnung der „molekularen" Zerreißfestigkeit in sich zurückbehält und es offenbar auch immer solche Spannungen sind, welche zur (erstmaligen oder fortgesetzten) Betätigung des Gleitmechanismus der Kristalle überwunden werden müssen.[19])

Die vorliegenden Beobachtungen an plastisch verformten Erdalkalisulfidkristallen geben somit Aufschluß über Bedingungen der Gleitflächenbildung und über die dabei auftretenden molekularen Höchstspannungen. Sie lassen jedoch keine weiteren Schlüsse über die Anzahl und den Umfang jener Fehlstellen des Gitterbaues zu, durch welche die Gleitebenenbildung ermöglicht wird, sie geben keine Auskunft über das Schicksal dieser Fehlstellen bei zunehmender Verformung und Verfestigung. Um auch in diesen Fragen weiter vorzudringen, kann man auf den Gedanken kommen, die Fehlstellen durch Einlagerung optisch kontrollierbarer Fremdatome kenntlich zu machen. Dieses für den Uneingeweihten vielleicht höchst phantastisch anmutende Verlangen ist nun tatsächlich ausführbar — neben zahlreichen anderen Substanzen auch bei den vorhin betrachteten Erdalkalisulfiden — und wird durch die Lenardphosphore verwirklicht.

Ein Lenardphosphor entsteht dadurch, daß man zu einer beliebigen Menge geeigneter, chemisch reiner Grundsubstanz, z. B. wieder Strontiumsulfid, ein geringfügiges Quantum eines geeigneten Metallsalzes, etwa von Mn, Ni, Cu usw.[20]), hinzufügt und dafür Sorge trägt, daß das Ganze bei innigster Vermischung zur Kristallisation gelangt. Bestrahlt man die so erhaltenen, absichtlich verunreinigten Strontiumsulfidkristalle mit Licht geeigneter Wellenlänge, so wird ein Teil der absorbierten Energie aufgespeichert und im Dunkeln als mehr oder minder langandauerndes Phosphoreszenzlicht zurückgestrahlt. Die Phosphoreszenzfähigkeit ist, wie Lenard gezeigt hat, von der Gegenwart der metallischen Verunreinigung abhängig, welche auch die Qualität des Phosphoreszenzlichtes bestimmt. Daß auch der Kristallzustand der Substanz für die Phosphoreszenzfähigkeit unerläßlich ist, wurde vorübergehend bezweifelt, ist aber durch eingehende röntgenoptische Untersuchungen von Tiede, Schleede und ihren Mitarbeitern sichergestellt.[21]) Ebenso wie bei den reinen Erdalkalisulfiden findet sich bei allen Lenardphosphoren ein sehr bedeutendes Rekristallisationsvermögen, welches ihre Kristallnatur auch unabhängig von der Röntgenuntersuchung belegt.[22])

Für das Folgende ist es hinreichend, bei den Lenardphosphoren zunächst dieselben Eigenschaften zu besprechen, wie bei den Erdalkalisulfiden. Was das Absorptionsspektrum anbetrifft, so bedingt der Metallzusatz des Phosphors in den einfachsten Fällen keine weitere Veränderung als das Auftreten eines individuellen, selektiven Maximums im lichtelektrisch empfindlichen, langwelligen Absorptionsgebiet. Ordnet man dieses Gebiet wie früher den Gitterfehlern der Grundsubstanz zu, so zeigt

[19]) Als experimentell prüfbare Folgerung ergibt sich hieraus u. a., daß die langwellige Grenze des verfärbend wirkenden Spektralbereiches vom Ausmaß der Verformung (und Verfestigung!) des (nichterholten) Kristalles unabhängig sein soll. In gewisser Hinsicht kann dies als bestätigt angesehen werden durch die weiter unten zu besprechende Tatsache, daß verformte SrS-Lenardphosphore trotz ihres Metallzusatzes die gleiche langwellige Spektralgrenze besitzen, wie gewöhnliche SrS-Kristalle. — Was den möglichen Einfluß der Kristallerholung auf die Färbungserscheinung anbetrifft, kann sowohl eine Verschiebung der langwelligen Spektralgrenze gegen kürzere Wellen, als auch eine Verminderung der Anzahl ausscheidbarer Metallatome — durch spontanen Abbau der Höchstspannungen — in Betracht kommen. Nach Lenard (Anm. 13) zeigen die verformten Sulfide bei öfterer Entfärbung und Wiederfärbung blassere Farben, was vielleicht auf einen Effekt der letzteren Art hinweisen konnte.

[20]) Siehe etwa P. Pringsheim, Anregung zur Emission durch Einstrahlung, in Geiger-Scheel, Handbuch der Physik, Bd. XXXIII, Berlin 1926, Springer, Tabelle 24 auf S. 574.

[21]) Der Verfasser dankt Herrn Schleede das Manuskript einer ausgezeichneten zusammenfassenden Übersicht über diese Arbeiten, welche inzwischen erschienen ist: A. Schleede, Naturwissenschaften **14** (1926), 586. Er kann Herrn Schleede jedoch in seiner Auffassung der „Druckzerstörung" nicht beipflichten, da sie mit den Beobachtungen von Lenard und Göggel (Anm. 13) über die lichtelektrischen Eigenschaften noch unverfärbter „druckzerstörter" Phosphore nicht vereinbar ist.

[22]) Übrigens liegen in der Literatnr auch Beobachtungen an Einkristallen vor, welche kaum anders als solche an Lenardphosphoren gedeutet werden können. G. T. Beilby, Aggregation and flow of solids, Macmillan, London 1921, untersucht im XI. Abschnitt die Phosphoreszenz von Bariumplatincyanür und gibt auf Tafel 34 eine lehrreiche mikroskopische Autochromaufnahme von unverformten und verformten Kristallen. — Der Einfluß mechanischer Bearbeitung auf die lichtelektrische Empfindlichkeit von Akanthit, Ag_2S, wird ausführlich behandelt von W. W. Coblentz, Bull. Bur. Stand. **14** (1918), 591; Phys. Rev. **13** (1919), 163; W. W. Coblentz und H. Kahler, Phys. Rev. **13** (1919), 291; Bull. Bur. Stand. **15** (1919), 231.

sich erwartungsgemäß, daß die Wirksamkeit des Fremdmetallzusatzes im gleichen Sinne liegt, wie jene der Gitterfehler. Dies ist auch unmittelbar einleuchtend, da die gitterfremden Metallatome bei der Kristallisation jedenfalls gerade dort angelagert werden, wo der ideale Gitterbau ohnehin schon nicht vorhanden ist. Wenn man jetzt eine plastische Verformung des Phosphors, z. B. eines Strontiumsulfidphosphors, vornimmt, so zeigt sich überraschenderweise, wie Lenard und Göggel gefunden haben[13]), daß das Verhalten des verformten Phosphors mit jenem des verformten Sulfids völlig übereinstimmt. Der Phosphor verliert bei dieser wiederum als „Druckzerstörung" bezeichneten Behandlung zugleich mit dem selektiven Maximum seiner lichtelektrischen Empfindlichkeit auch seine Leuchtfähigkeit und beide Eigenschaften kehren erst wieder, wenn durch entsprechend gewählte Temperaturerhöhung die Rekristallisation der Substanz herbeigeführt wird.

Diese für alle Lenardphosphore qualitativ übereinstimmenden Beobachtungen lehren, daß die zur Verformung führende Gleitebenenbildung hier nicht nur die normalen Gitterfehler der Grundsubstanz benutzt, sondern auch jene Gitterfehler, welche durch die Einlagerung der gitterfremden Metallatome gekennzeichnet sind. Je nach der eingelagerten Metallmenge mögen nur wenige, zahlreichere oder sämtliche Gitterfehler mit fremden Metallatomen versehen sein, allenfalls auch durch sie vergrößert und vermehrt werden. Solange die zugesetzte Metallmenge hinreichend gering ist, wird man wohl annehmen dürfen, daß sie die Festigkeitseigenschaften der Grundsubstanz nicht wesentlich abändert. Die stets gefundene Zunahme der Kohäsion durch Verunreinigung oder Legierung[23]), welche unter den vorliegenden Bedingungen quantitativ bedeutungslos ist, spricht jedenfalls dafür, daß eine nennenswerte Zunahme der Gitterfehlstellen durch den Metallzusatz nicht in Betracht kommen kann.[24])

Wir fragen jetzt nach der Bedeutung des Erlöschens der Phosphoreszenzfähigkeit bei plastischer Verformung der absichtlich verunreinigten Kristalle. Wie Lenard gezeigt hat, beruht die Phosphoreszenzerregung auf der inneren lichtelektrischen Auslösung von Elektronen, die Phosphoremission auf einer mit einem Wiederanlagerungsvorgang dieser Elektronen verknüpften Lichtemission der Fremdmetallatome. Die feineren Züge dieses Mechanismus, auf welche hier nicht näher eingegangen werden kann, lassen erkennen, daß die ungestörte Phosphorbetätigung mit einer nicht unerheblichen Raumbeanspruchung in der Nachbarschaft der Fremdmetallatome verbunden sein muß, wofür mehrere, voneinander unabhängige Anhaltspunkte vorhanden sind.[25]) Die Lenardsche „Druckzerstörung" der Phosphoreszenzfähigkeit wird demnach auf eine Verringerung oder völlige Schließung von Hohlräumen zurückzuführen sein, welche in den Gitterfehlstellen der Grundsubstanz ihren Sitz haben müßten und an deren innerer Oberfläche die Fremdmetallatome angelagert zu denken sind.[26]) Da zur Erklärung des Unterschiedes zwischen „technischer" und „molekularer" Zerreißfestigkeit, wie bereits betont, gefordert werden muß, daß die Gitterfehler von festigkeitserniedrigender Beschaffenheit sind, befindet sich diese Folgerung, obgleich weniger unmittelbar als die bisherigen Schlüsse, in sehr befriedigender Übereinstimmung mit der Erwartung.

Wenn man die Leuchtfähigkeit von Phosphoren mit wachsendem Fremdmetallzusatz untereinander vergleicht, so zeigt sich, daß das Leuchten bei einer ganz bestimmten Konzentration, welche Lenard als die „normale" bezeichnet, einen Höchstwert besitzt. Unter der plausiblen Annahme, daß dies dann zutrifft, wenn praktisch jede Gitterfehlstelle ein einziges Fremdmetallatom enthält, ergibt sich, daß — nur wenig schwankend mit der Grundsubstanz und dem Metallzusatz — größenordnungsmäßig auf etwa 10000 merklich ideal angeordnete Kristallbausteine im Durchschnitt eine Gitterfehlstelle kommt. Mit Rücksicht auf die nach dem lichtelektrischen Absorptionsspektrum zu erwartende Kleinheit der letzteren und die zu Anfang besprochenen Leistungsgrenzen der optischen und röntgenoptischen Methoden, darf wohl auch diese letzte Folgerung als keine unwahrscheinliche bezeichnet werden.

Es hätte keine Schwierigkeit, die feineren Ge-

[23]) Vgl. bezüglich quantitativ geringfügiger Fremdzusätze etwa den Einfluß einer schwachen Violettfärbung auf die Biegungsfestigkeit von Staßfurter Steinsalzprismen nach W. Ewald, Zeitschr. f. techn. Phys. 7 (1926), 352, Tabelle 1 und 6, oder die Änderung der Festigkeitseigenschaften von Zn-Einkristallen durch Legierung mit Cd nach P. Rosbaud und E. Schmid, Zeitschr. f. Phys. 32 (1925), 197.

[24]) Dieser Umstand spricht bereits sehr zugunsten der später genauer belegten Folgerung, daß die Gitterfehlstellen der Grundsubstanz Hohlräume in sich schließen. Wird die Fremdsubstanz von solchen Hohlräumen ohne wesentliche Veränderung der letzteren aufgenommen, so liegt die Möglichkeit einer Festigkeitszunahme infolge Verringerung des freien Hohlraumes unmittelbar auf der Hand.

[25]) Z. B.: Dichtezunahme bei der „Druckzerstörung", „Energieisolation" der Phosphore, Gesetzmäßigkeiten der Phosphoremission. Vgl. hierzu vor allem P. Lenard, Über Ausleuchtung und Tilgung der Phosphore durch Licht, Heidelberg, Winter, 1918 und die in Anm. 20 genannte Darstellung von P. Pringsheim, ferner etwa die Diskussion zu dem Innsbrucker Vortrage von R. Tomaschek, Phys. Zeitschr. 25 (1924), 643.

[26]) Daß für diese Anlagerung (und damit auch für wenigstens einen Teil der Hohlraumoberflächen) Teile von Gitterebenen des Kristalls maßgebend sein könnten, wird durch die wichtigen Beobachtungen von M. Travnicek, Ann. d. Phys. 79 (1926), 237, an Mischkristallphosphoren nahegelegt.

setze der Phosphoreszenzvorgänge zu Schlüssen über nähere Einzelheiten des Baues der Gitterfehlstellen anzuwenden. Man gelangt auf diesem Wege zu einer neuen Theorie der Phosphoreszenzerscheinungen, welche zwar in vielen wesentlichen Punkten mit Lenards bekannter Zentrentheorie übereinstimmt, aber dadurch über sie hinausführt, daß sie das ganze Tatsachengebiet nicht mehr als ein in sich abgeschlossenes betrachten muß, sondern auch mit anderen physikalischen Erkenntnissen in Verbindung zu bringen vermag. Doch sind diese Fragen für eine allgemeine Stellungnahme der Molekulartheorie zu den Festigkeitserscheinungen an Einkristallen ohne Belang.

Wie bereits früher hervorgehoben, glauben wir annehmen zu dürfen, daß die Beschränkung der experimentellen Unterlagen unserer Schlüsse auf Erdalkalisulfide und Lenardphosphore nur von untergeordneter, methodischer Bedeutung ist. Wenden wir sie auf ganz beliebige, metallische oder nichtmetallische Einzelkristalle an, so erlauben sie von dem Molekularzustand der Realkristalle und ihren Festigkeitseigenschaften ein Bild zu entwerfen, dessen Beziehungen zu den verschiedenen Verfestigungstheorien nicht ohne Interesse ist. Als Grundlage dieses Bildes kommt ganz allgemein in Betracht, daß alle wirklichen Kristalle, soweit ihre „technische" Kohäsion die ihnen entsprechende „molekulare" Kohäsion erheblich unterschreitet, kein ideal ausgebildetes Kristallgitter besitzen können. Allem Anschein nach sind Stoffe mit übereinstimmenden molekularen und technischen Festigkeitseigenschaften unbekannt — auch die vollkommensten Diamanten scheinen darin keine Ausnahme zu machen. Wenn dies zutrifft, muß man wohl annehmen, daß eine grundsätzliche Ursache dafür vorhanden ist, auch dann, wenn diese nicht sogleich mit völliger Gewißheit angegeben werden kann.[27]) In Anlehnung an unsere Ergebnisse wird dann damit zu rechnen sein, daß in allen Kristallgebäuden amikroskopische, mitunter gerade noch an der ultramikroskopischen Sichtbarkeitsgrenze gelegene Abweichungen vom idealen Gitterbau vorhanden sind, welche Hohlräume enthalten und dadurch festigkeitserniedrigend wirksam sind. Wie bereits in meinem vorjährigen Danziger Vortrag[27]) näher ausgeführt worden ist, liegen gewichtige ultramikroskopische Anzeichen dafür nicht nur an Steinsalz, sondern vor allem bei allerdünnsten metallischen Kristallschichten vor. In vielen Fällen, vermutlich auch bei den metallischen Werkstoffen, mag es sein, daß die niedrige „technische" Festigkeit bereits durch viel gröbere Unregelmäßigkeiten des Kristallbaues verursacht ist, deren teilweise Beseitigung noch durch entsprechende Vorbehandlung möglich sein könnte.

[27]) Vgl. dazu A. Smekal, Phys. Zeitschr. **26** (1925), 707.

Wird ein Realkristall von der beschriebenen Beschaffenheit angespannt, so verbirgt sich hinter seiner gleichmäßigen makroskopischen Spannungsverteilung ein nach Größe und Richtung von Atom zu Atom verschiedener molekularer Spannungszustand, welcher in der Umgebung der Gitterfehlstellen bis zur Größenordnung der molekularen Zerreißspannungen ansteigen kann. Wenn diese Grenzspannung unter Mitwirkung der molekularen Energieschwankungen wegen der ähnlichen Beschaffenheit der Fehlstellen an sehr vielen Orten im Kristall praktisch nahezu gleichzeitig erreicht ist, wird das Gleiten oder der Trennungsbruch längs einer Fläche erfolgen müssen, welche die zahlreichsten meistbeanspruchten Fehlstellen miteinander verbindet. Daß diese Fläche beim Einkristall praktisch immer in die Richtung einer Gitterebene fällt, geht auf den mitbestimmenden Anteil der Spannungsverteilung in den ideal gebauten Gitterbereichen zurück. Wie man sich leicht überzeugt, kann durch ähnliche Betrachtungen sowohl die Entstehung neuer, zu der ersten in endlichem Abstand parallel verlaufender weiterer Gleitebenen sowie die Temperaturabhängigkeit dieser Abstände verständlich gemacht werden, falls man das Auftreten einer mit dem ersten Gleitvorgang verknüpften Verfestigung voraussetzt. Daß auf Grund unserer Ergebnisse über die Dynamik des Gleitvorganges und die sich daranschließende Entwicklung des Verfestigungszustandes keine Angaben gemacht werden können, kann natürlich nicht wundernehmen. Hingegen wurde festgestellt, daß die von der Gleitbahn durchsetzten Fehlstellen sich nach dem Gleitvorgang bei makroskopisch entspanntem Kristall in einem völlig geänderten Spannungszustand befinden, wobei einzelne Kristallbausteine bis zur Größenordnung der molekularen Grenzspannungen beansprucht sein können. Für einen wesentlichen Teil der die Verfestigung begleitenden Energieaufspeicherung im Kristall[28]) ist damit gezeigt, daß er in der Gleitbahn lokalisiert ist — wie man es natürlich auch schon früher vielfach angenommen hat.

Was die Beziehung der vorliegenden Ergebnisse zu den bisherigen Verfestigungstheorien anbetrifft, so ist vorerst nochmals allgemein hervorzuheben, daß alle diese Theorien genötigt sind, die Gleitflächenbildung einfach hinzunehmen, wogegen hier eine Reihe von Anhaltspunkten gegeben werden konnte für eine nähere Begründung dieser fundamentalen Kristalleigenschaft. Darin, daß

[28]) Siehe etwa die Energieberechnung bei G. Masing und M. Polanyi, Erg. d. exakt. Naturwiss. **2** (1923), 177, auf S. 229—230. — Der hier zum ersten Male auf Grund experimenteller Tatsachen gegebene Nachweis für das Auftreten von Spannungen, welche der molekularen Grenzspannung größenordnungsmäßig nahekommen, bestätigt zugleich eine in ähnlicher Richtung geäußerte Vermutung der genannten Verfasser.

mittels der Phosphor-Metallatome das Vorkommen ungeordneter Verschiebungen von einzelnen, „markierten“ Atomen beim Gleitvorgang nachgewiesen worden ist, kann man eine wenigstens teilweise Rechtfertigung der Amorphisierungstheorie von Beilby[29]) oder der Verlagerungstheorie von Czochralski erblicken, allerdings bloß unter der Zusatzvoraussetzung, daß „Amorphisierung“ oder „Verlagerung“ nur auf Kristallbereiche von nichtmakroskopischen Abmessungen angewendet werden dürfen! Die Theorie der „verborgen elastischen Spannungen“ Heyns findet sich dahin ergänzt, daß solche Spannungen im verfestigten Kristall nicht nur bis zum Höchstausmaß der „technischen“ Festigkeitsgrenze möglich sind, sondern an einzelnen Atomen sogar bis zur Größenordnung der „molekularen“ Festigkeit hinaufreichen können. Die im verformten Kristall nach Ludwik vorhandene „Blockierung der Gleitflächen“ wird näher illustriert durch den aus dem Verhalten der Phosphore gezogenen Schluß auf eine Verminderung oder völlige Beseitigung von Hohlräumen in der Gleitebenenzone. Die unvoreingenommenste Kennzeichnung der vorliegenden Ergebnisse erfolgt jedoch auf Grund der allgemeinen Ausdrucksweise Tammans, wonach der Molekularzustand verformter Kristalle durch „Atomveränderungen“ gekennzeichnet ist. Durch den im vorangehenden benutzten Ertrag lichtelektrischer und phosphoreszenzoptischer Methoden sollte in der Tat nichts anderes zugänglich gemacht werden, als die Atomveränderungen im Bau verformter Kristallkörper.

Wie dem Vortragenden erst durch einige metallkundliche Vorträge während der Naturforschertagung bekannt geworden ist, hat man in allerjüngster Zeit gefunden, daß gewisse sehr geringe Fremdmetallzusätze zu reinen oder legierten Metallen in vorläufig unverständlicher Weise von besonders auffallendem Einfluß auf verschiedene Werkstoffeigenschaften sind. So zeigte sich, daß ein Lithiumzusatz von $4 \cdot 10^{-4}$ zu verschiedenen Metallegierungen außerordentlich härtend wirkt[30]), $2 \cdot 10^{-3}$ Kupferzusatz bei Eisenlegierungen die Korrosionsbeständigkeit erhöht, bei Elektrolyteisen hingegen herabsetzt.[31]) Die angegebenen Zusatzmengen befinden sich in auffallender Übereinstimmung mit der oben ermittelten Größenordnung für die Anzahl der in den Realkristallen auftretenden konstitutionellen Störungsstellen des idealen Gitterbaues. Die Annahme eines ursächlichen Zusammenhanges mit den letzteren scheint berechtigt zu sein, falls die Verarbeitung der erwähnten Zusätze so beschaffen ist, daß sie überwiegend atomdisperse Verteilung der Zusatzmetalle in den Grundsubstanzen herbeiführt. Je nachdem, ob die Einlagerung eines Fremdatoms in eine Störungsstelle auf seine Umgebung spannungserniedrigend oder spannungserhöhend einwirkt, wird das Ergebnis eine Verbesserung oder aber eine Verschlechterung der Werkstoffeigenschaften zur Folge haben.[32]) [33]) Mit dieser Auffassung scheint ein Verständnis der erwähnten Legierungserscheinungen angebahnt, wenn auch die spezifische, offenbar chemisch bedingte Wirkung verschiedener (metallischer oder nichtmetallischer) Zusatzstoffe nur im Wege planmäßiger Untersuchungen aufklärbar sein dürfte.

Wenn man das Auftreten amikroskopischer Abweichungen vom idealen Gitterbau bereits mit völliger Gewißheit als eine allgemeine, grundsätzlich nicht zu beseitigende Eigenschaft der Realkristalle anzusehen hätte, würde die eben besprochene Veredelung der Werkstoffe durch atomdisperse[34]) Legierung keineswegs die einzige Möglichkeit einer willkürlichen Beeinflußbarkeit dieser Beschaffenheit darstellen. Denkt man sich die Korngröße eines Werkstoffes so weit heruntergesetzt, daß die Kristallkörner nur wenige oder gar keine Abweichungen vom idealen Gitterbau mehr aufweisen würden, dann wären diese Abweichungen — allerdings zu Gunsten der sehr vermehrten Korngrenzen — völlig unschädlich gemacht. Nach dem Früheren würde dies für die Kristallkörner den Verlust jeder Fähigkeit zur Gleitebenenbildung bedeuten, so daß der Stoff in diesem Zustande von äußerster Sprödigkeit sein müßte. Die oben berechnete Größenordnung von höchstens etwa

[29]) Ein ähnlicher, in seiner Tragweite jedoch weit überschätzter Schluß wird bereits in dem in Anm. 22 erwähnten Werke von Beilby ausgesprochen. Tatsächlich hat Beilby als Erster nach einem gesetzmäßigen Zusammenhang zwischen Phosphoreszenz und Festigkeitseigenschaften gesucht, allerdings ohne dabei über einen mehr äußerlichen Parallelismus hinauszukommen. Dem Verf. sind diese Ausführungen Beilbys erst kurz vor der Düsseldorfer Tagung bekannt geworden, nachdem die eigenen, viel weitergehenden Betrachtungen schon seit nahezu Jahresfrist vorgelegen hatten (Anmerkung bei der Korrektur).

[30]) A. Petersen-Frankfurt a. M., Die moderne Forschung auf dem Gebiete der Nichteisenmetalle, insbesondere der Leichtmetalle.

[31]) E. H. Schulz-Dortmund, Metallforschung in der Industrie.

[32]) Vgl. dazu Anm. 24 der vorliegenden, bis auf die beiden Schlußabsätze bereits vor der Naturforschertagung verfaßten Ausführungen.

[33]) Allerdings kann hierfür auch noch sehr wesentlich das Ausmaß der etwa vorhandenen Verfestigung in Betracht kommen. Dieser Umstand dürfte für das Verständnis der ganz verschiedenartigen Wirkung des oben erwähnten Kupferzusatzes auf die Korrosionsbeständigkeit von reinem und legiertem Eisen maßgebend sein, was sich auch durch Erfahrungen außerhalb des metallographischen Tatsachengebietes stützen läßt. Vgl. dazu Beobachtungen am Steinsalz und Zinksulfid, welche demnächst an anderer Stelle (Zeitschr. f. Phys.) einer näheren diesbezüglichen Besprechung unterzogen werden sollen (Nachträglicher Zusatz vom 21. Oktober 1926).

[34]) Vgl. dazu die Ausführungen von P. Ludwik, Zeitschr. d. V. d. Ing. 1925, Nr. 11, über „Kristallgitter und Härtung“, welche mit obigem mancherlei Berührungspunkte besitzen.

10000 Molekülen auf ein derartiges Kristallkorn läßt erkennen, daß der Stoff makroskopisch bereits als „amorph“ zu gelten hätte und daß sein „kryptokristalliner“ Aufbau nur mehr nach dem Debye-Scherrerschen Röntgenverfahren festgestellt werden könnte.

Zusammenfassung.

Die vorliegende Untersuchung bezweckt, durch planmäßige Verwertung lichtelektrischer und phosphoreszenzkundlicher Tatsachen Aufschlüsse über den bisher völlig unbekannten Molekularzustand verformter Kristalle herbeizuführen. Von dem grundlegenden Unterschied zwischen den Festigkeitseigenschaften idealer Kristallgitter und wirklicher Kristalle ausgehend, wird zunächst unter Benutzung lichtelektrischer Untersuchungen von Gudden und Pohl die bereits früher vom Verfasser vertretene Auffassung neuerdings bestätigt gefunden, daß wirkliche Kristalle keine idealen Kristallgitter besitzen können. Aus lichtelektrischen und Phosphoreszenz-Untersuchungen von Lenard, welche an verformtem Materiale angestellt sind, wird gefolgert, daß die vom idealen Gitterbau abweichenden Bereiche im Inneren der wirklichen Kristalle für die Gleitebenenbildung maßgebend sind. Verfärbungseffekte an verformten Kristallen zeigen, daß die in den Gleitebenen auftretenden und mit der Verfestigung zusammenhängenden molekularen Spannungen — in Übereinstimmung mit der Theorie idealer Kristallgitter — bis zu tausendmal höheren Beträgen anwachsen können als die makroskopischen Spannungsbeträge der technischen Verformungswirkungen. Aus der Abhängigkeit des Nachleuchtens der Lenardphosphore von der Konzentration der „aktiven“ Fremdzusätze, sowie von der Verformung, wird gefolgert, daß in wirklichen Kristallen auf etwa höchstens 10000 „ideal“ gittermäßig angeordnete Kristallbausteine eine Stelle merklicher Abweichung vom idealen Gitterbau anzunehmen ist — ein Ergebnis, das u. a. auch durch direkte Beobachtungen an kristallinen Metallniederschlägen (Volmer und Estermann) gestützt erscheint.

Die aufgezählten Ergebnisse liefern erstmalig eine Reihe von Anhaltspunkten für eine nähere Begründung der Gleitflächenbildung in verformten Kristallen, was den bisherigen Verfestigungstheorien nicht möglich war. Alle Verfestigungstheorien erweisen sich vom Standpunkt der vorstehenden molekulartheoretischen Folgerungen aus als berechtigt, wenn auch innerhalb höchst unterschiedlicher Grenzen. Das Ausmaß der bei den wirklichen Kristallen vorhandenen Abweichungen vom idealen Gitterbau scheint für den in letzter Zeit gefundenen besonderen Einfluß geringster Fremdzusätze auf die technischen Festigkeitseigenschaften von Metallen und Legierungen bestimmend zu sein.

Wien, Universität und Technische Hochschule.

Über den Einfluß der Kristallstruktur auf die Formbeständigkeit von Wolfram-Leuchtkörpern.

Von F. Koref.

Inhalt: Wolfram-Leuchtkörper, die aus einem einzigen oder wenigen langen Kristallen bestehen, übertreffen die bisher üblichen kleinkristallinischen nicht nur durch ihr mechanisches Verhalten in der Kälte (sie werden nach dem Erhitzen nicht spröde), sondern auch durch ihre Formbeständigkeit in der Glühhitze: Wendeln mit Langkristallstruktur hängen sich in der Hitze nicht aus. Zur Demonstration dieses Verhaltens wird gezeigt, daß eine glühende Langkristallwendel in axialer Richtung mit $^1/_2$ kg je mm^2 des Drahtquerschnittes belastet werden kann, ohne sich zu verlängern, während eine kleinkristalline Wendel bei gleicher Belastung vollkommen ausgezogen wird. Die praktische Bedeutung der durch ihre Kristallstruktur formbeständig gemachten Drähte für die Glühlampenkonstruktion wird erörtert.

Das Studium der Einkristallkörper spielt heute eine wichtige Rolle in der Metallkunde. Trotzdem haben die Metalleinkristallkörper eine ausgedehnte praktische Bedeutung bisher nur auf dem Gebiet gewonnen, wo man sie zuerst entdeckt, d. h. als etwas Besonderes erkannt hatte (durch die Feststellungen Orbigs), nämlich als Wolfram-Leuchtkörper in der Glühlampenindustrie.

Die Bedeutung, die man dem Wolfram-Einkristalldraht beimaß, beruht einerseits, wie allgemein bekannt, auf den mechanischen Eigenschaften des kalten Wolframdrahtes. Gezogener Wolframdraht, dessen Längsschliff in Abb. 1 dargestellt ist, ist in der Kälte duktil und biegsam. Wird er auf Glühlampentemperatur erhitzt, so rekristallisiert er, er wird kleinkristallinisch (s. Abb. 2); dabei verliert er seine Kaltduktilität. Dies beruht darauf, daß beim Wolfram im Gegensatz zu den leicht bearbeitbaren Metallen die Korngrenzen bei gewöhnlicher Temperatur eine stark verringerte Festigkeit haben, verglichen mit der Festigkeit des

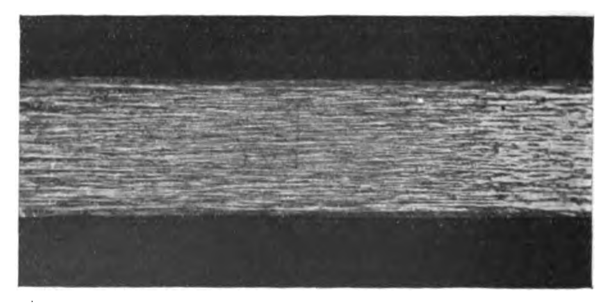


Abb. 1. Wolframdraht mit Ziehstruktur. Längsschliff, geätzt.



Kristallkornes selbst, daß also die interkristalline Festigkeit klein ist im Verhältnis zur intrakristallinen.[1]) Der Einkristalldraht rekristallisiert nicht und behält deshalb seine Kaltduktilität dauernd bei.

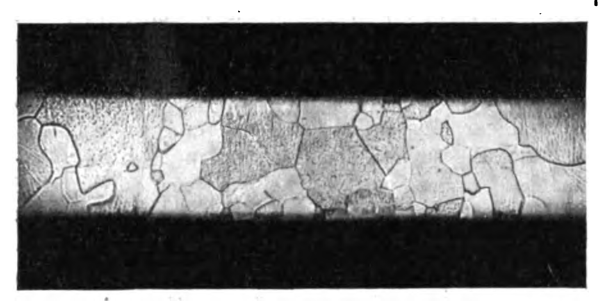


Abb. 2. Wolframdraht, rekristallisiert, Kleinkristallin. Längsschliff, geätzt.

Das ursprüngliche Verfahren zur Herstellung von Wolfram-Einkristallfäden ging von aus Paste gespritzten Fäden aus, die mit geeigneter Geschwindigkeit durch eine Hitzezone geführt und so fortlaufend zur Kristallisation gebracht wurden. So interessant dieses Verfahren auch ist, so hat es doch eine geringe praktische Bedeutung. Einerseits ist die Ausführung zu schwierig und kostspielig, andererseits ist die erzielbare Kristallänge nicht unbegrenzt; es gelingt nur in seltenen Fällen, die Kristallänge so zu steigern, daß die Gebrauchslänge eines Glühlampenleuchtkörpers von normaler Spannung nur aus einem einzigen Kristall besteht. Im allgemeinen befinden sich in einem Leuchtkörper einer normalen Glühlampe dann mehrere Korngrenzen, sogenannte Stoßstellen, die meist senkrecht zur Fadenachse verlaufen, wie dies in Abb. 3 im Längsschliff gezeigt ist, wodurch die Festigkeit des Fadens an dieser Stelle stark herabgesetzt wird.

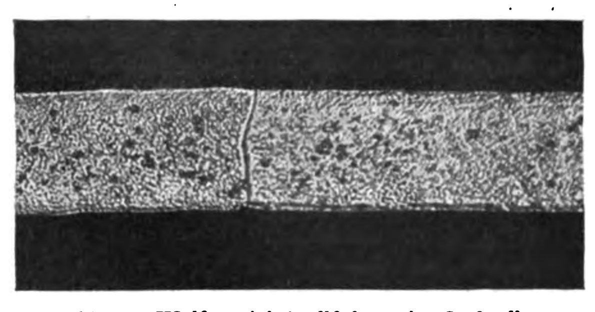


Abb. 3. Wolframeinkristallfaden mit „Stoßstelle". Längsschliff, geätzt.

Nun hat man in den letzten Jahren gelernt, dem nach technisch vollkommnerem Verfahren und daher billiger herzustellenden gezogenen Draht eine Kristallstruktur zu verleihen, die der Einkristallstruktur ganz oder nahezu gleichwertig ist. Dabei hat man auf die Erzielung eines einzigen Kristalls für die Gebrauchslänge des Leuchtkörpers überhaupt verzichtet. Die Länge des Kristalls muß jedoch ein Vielfaches des Drahtdurchmessers betragen; außerdem sorgt man für eine gute Verankerung der Korngrenzen (vgl. Abb. 4). Man kann also streng genommen, nicht von Einkristallstruktur sprechen, sondern nur von Großkristall- oder Langkristallstruktur. Man hat sie auch als „Stapelkristallstruktur" bezeichnet, da die einzelnen Kristalle miteinander verankert sind, wie die Stapel von Textilfasern. — Bei den meisten Lampentypen neuerer Konstruktion wird der Draht schraubenförmig oder, wie man neuerdings sagt, „wendelförmig" aufgewickelt; ein einzelner Kristall reicht dann über eine ganze Anzahl von Drahtwindungen. Bei dünneren Drähten kommen Kristalle vor, die über 20, ja über 50 Windungen und mehr, reichen. Durch äußeres Anätzen der Wendel kann man die einzelnen Kristalle und ihre Grenzen leicht

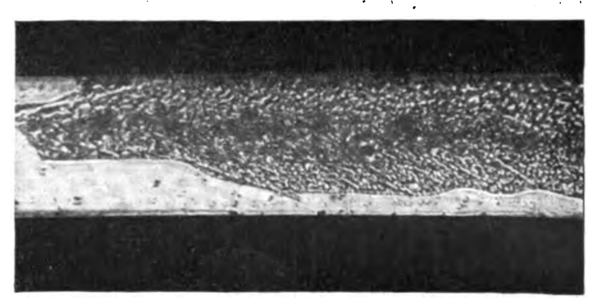


Abb. 4. Wolframdraht mit Stapelkristallstruktur. Längsschliff, geätzt.

sichtbar machen. Die Verankerung der Korngrenzen innerhalb der Wendel zeigt Abb. 5, welche einen Schnitt senkrecht zur Wendelachse darstellt.

Die soeben beschriebene Langkristallstruktur kann auf zweierlei Weise erzeugt werden, entweder durch eine mechanisch-thermische Vorbehandlung — man erhitzt den Draht zunächst bis zum beginnenden Zerfall der Faserstruktur und deformiert ihn dann schwach, z. B. durch Herunterziehen um 1—2 Stufen oder auch nur durch Wickeln in Wendelform — oder auf chemischem Wege, durch bestimmte kleine Zusätze zum Ausgangsmetall; in beiden Fällen nimmt der Draht dann bei der ersten Erhitzung auf Kristallisations- d. h. Glühlampentemperatur diese Struktur an.

Ihre große technische Bedeutung beruht aber nicht nur auf den vorher erwähnten mechanischen Eigenschaften des kalten Drahtes. Durch die Einkristallstruktur und ebenso durch die Langkristallstruktur werden vielmehr auch die mechanischen Eigenschaften des heißen Leuchtkörpers

[1]) Bei erhöhter Temperatur, etwa von 600° C ab, ist auch beim Wolfram die interkristalline Festigkeit größer als die intrakristalline, wie Goucher gezeigt hat (Phil. Mag. Ser. 6, Bd. 48 (1924), 244).

von 0,5 kg/mm² zufällig gewählt ist und nicht etwa eine ausprobierte maximale Belastung darstellt.

Ein zweiter Versuch zeigt, daß auch bei einem vorbehandelten Draht, wie er für die Wendel w_2 beim ersten Versuch verwendet wurde, die erhöhte Formbeständigkeit erst dann *eintritt*, wenn *durch* die Erhitzung auf Kristallisationstemperatur die Großkristallbildung eingetreten ist. *Zu diesem* Zweck werden in beide Klemmen zwei gleiche Wendeln aus vorbehandeltem Draht *eingehängt*, die bei genügender Erhitzung die Langkristallstruktur (Abb. 4) annehmen. Bei einer der *Wendeln* wird aber das zum Abfangen bestimmte Tischchen von Anfang an entfernt. Man sieht, *daß die* Wendel ohne Abfangtischchen schon bei Beginn der Erhitzung, d. h. vor Erreichung der Rekristallisationstemperatur, sich auszieht wie die Wendel w_1 im ersten Versuch, während die andere Wendel, die bei der ersten Erhitzung durch das Abfangen des Gewichtes entlastet wird, bei nachträglicher Belastung wieder das Gewicht zu tragen vermag, da inzwischen die Großkristallbildung eingetreten ist.

Auf die theoretische Deutung der Erscheinung soll in diesem Rahmen nicht eingegangen werden, zumal da eine mögliche Erklärung in dem vorausgegangenen Vortrag von Herrn R. Becker gegeben worden ist. Es soll nur erwähnt werden, daß das Verhalten allen Erfahrungen bei anderen Metallen widerspicht — die sich allerdings in der Hauptsache auf Zimmertemperatur beziehen. — Diese gehen dahin, daß Einkristallkörper sich durch eine ganz besondere Weichheit und Plastizität auszeichnen, daß die den Korngrenzen unmittelbar benachbarten Schichten gerade eine vermehrte Formbeständigkeit aufweisen, und demgemäß die Metalle mit Abnahme ihrer Korngröße eine Abnahme der Plastizität zeigen (vgl. Polanyi, Zeitschr. f. techn. Phys. Bd. 5 (1924), S. 580, ferner Polanyi und Schmid, Zeitschr. f. Phys. Bd. 2 (1925), S. 684).

Die praktische Bedeutung der erhöhten Formbeständigkeit für den Glühlampenkonstrukteur liegt auf der Hand. Man kann einerseits bei den Drahtwendeln den Kern vergrößern und damit die Länge des Leuchtkörpers und bei gasgefüllten Lampen mithin auch die Wärmeabgabe verkleinern. Man kann aber auch andererseits bei dünndrähtigen Lampen — und das sind gerade die verbreitetsten Gebrauchstypen — wo man bisher den Draht in gestreckter Form anzuwenden pflegte, zur Wendelform übergehen. Man kommt auch hier zu einer gedrängteren Anordnung des Leuchtkörpers mit günstigerer Lichtverteilung. Auch kann die Lampenglocke und das Tragegestell kleiner gewählt werden, so daß die ganze Lampe gefälliger wird. Man darf daher annehmen, daß in nicht all zu ferner Zeit die jetzt noch sehr verbreiteten geradfädigen Lampen von den Lampen

von 0,5 kg/mm² zufällig gewählt ist und nicht etwa eine ausprobierte maximale Belastung darstellt.

Ein zweiter Versuch zeigt, daß auch bei einem vorbehandelten Draht, wie er für die Wendel w_2 beim ersten Versuch verwendet wurde, die erhöhte Formbeständigkeit erst dann eintritt, wenn durch die Erhitzung auf Kristallisationstemperatur die Großkristallbildung eingetreten ist. Zu diesem Zweck werden in beide Klemmen zwei gleiche Wendeln aus vorbehandeltem Draht eingehängt, die bei genügender Erhitzung die Langkristallstruktur (Abb. 4) annehmen. Bei einer der Wendeln wird aber das zum Abfangen bestimmte Tischchen von Anfang an entfernt. Man sieht, daß die Wendel ohne Abfangtischchen schon bei Beginn der Erhitzung, d. h. vor Erreichung der Rekristallisationstemperatur, sich auszieht wie die Wendel w_1 im ersten Versuch, während die andere Wendel, die bei der ersten Erhitzung durch das Abfangen des Gewichtes entlastet wird, bei nachträglicher Belastung wieder das Gewicht zu tragen vermag, da inzwischen die Großkristallbildung eingetreten ist.

Auf die theoretische Deutung der Erscheinung soll in diesem Rahmen nicht eingegangen werden, zumal da eine mögliche Erklärung in dem vorausgegangenen Vortrag von Herrn R. Becker gegeben worden ist. Es soll nur erwähnt werden, daß das Verhalten allen Erfahrungen bei anderen Metallen widerspicht — die sich allerdings in der Hauptsache auf Zimmertemperatur beziehen. — Diese gehen dahin, daß Einkristallkörper sich durch eine ganz besondere Weichheit und Plastizität auszeichnen, daß die den Korngrenzen unmittelbar benachbarten Schichten gerade eine vermehrte Formbeständigkeit aufweisen, und demgemäß die Metalle mit Abnahme ihrer Korngröße eine Abnahme der Plastizität zeigen (vgl. Polanyi, Zeitschr. f. techn. Phys. Bd. 5 (1924), S. 580, ferner Polanyi und Schmid, Zeitschr. f. Phys. Bd. 2 (1925), S. 684).

Die praktische Bedeutung der erhöhten Formbeständigkeit für den Glühlampenkonstrukteur liegt auf der Hand. Man kann einerseits bei den Drahtwendeln den Kern vergrößern und damit die Länge des Leuchtkörpers und bei gasgefüllten Lampen mithin auch die Wärmeabgabe verkleinern. Man kann aber auch andererseits bei dünndrähtigen Lampen — und das sind gerade die verbreitetsten Gebrauchstypen — wo man bisher den Draht in gestreckter Form anzuwenden pflegte, zur Wendelform übergehen. Man kommt auch hier zu einer gedrängteren Anordnung des Leuchtkörpers mit günstigerer Lichtverteilung. Auch kann die Lampenglocke und das Tragegestell kleiner gewählt werden, so daß die ganze Lampe gefälliger wird. Man darf daher annehmen, daß in nicht all zu ferner Zeit die jetzt noch sehr verbreiteten geradfädigen Lampen von den Lampen mit wendelförmigem Leuchtkörper verdrängt sein werden.

Über Plastizität, Verfestigung und Rekristallisation.

Von Richard Becker, Berlin.

Inhalt: Die technologischen Eigenschaften der Metalle werden qualitativ verständlich, wenn man die Gittertheorie der Kristallphysik ergänzt durch Berücksichtigung der thermischen Spannungsschwankungen, der Gitterstörungen und der atomaren Platzwechsel. Der Zusammenhang dieser Erscheinungen mit den in der Überschrift genannten technischen Eigenschaften wird im einzelnen verfolgt.

A. Einleitung und Übersicht.

Die moderne Theorie des festen Körpers lehrt uns, daß dieser aufgebaut ist aus einzelnen Atomen bezw. Atomgruppen, welche durch wechselseitige Kräfte quasielastisch an Gleichgewichtslagen gebunden sind. Die quasielastische Bindung ist die Ursache für die beobachtbaren elastischen Eigenschaften des Körpers. Die Energie der ungeordneten Schwingungen um die Gleichgewichtslagen ist identisch mit seinem Wärmeinhalt. In vielen bedeutungsvollen Untersuchungen der letzten Jahre hat sich dementsprechend das angedeutete Bild als geeigneter Ausgangspunkt zur theoretischen Berechnung von Elastizitätsmodul, spezifischer Wärme, Verdampfungswärme usw. fester Körper in weitem Umfang bewährt.

Wenden wir uns nun von diesen in der Physik ausführlich behandelten Eigenschaften des festen Körpers und insbesondere der Metalle zu denjenigen, welche für eine praktische Verwendung entscheidend sind, so muß man mit einem gewissen Bedauern konstatieren, daß die von den Physikern so weitgehend erforschten thermisch-elastischen Eigenschaften für die Praxis nur von untergeordneter Bedeutung sind. Ihnen gegenüber möchte ich als fundamentale technologische Qualitäten der Metalle insbesondere nennen ihre Fähigkeit zur plastischen Verformung, Verfestigung und Rekristallisation.[1]) Während man aus den Darstellungen der reinen Physik über diese Vorgänge so gut wie nichts erfährt, sind sie in der Technik Gegenstand einer ausgedehnten Forschungstätigkeit geworden, deren Intensität man daraus ermessen mag, daß verschiedene Gesellschaften, Institute und Zeitschriften im In- und Ausland bestehen mit dem einzigen Ziel, die Kenntnis jener Phänomene zu erweitern und zu vertiefen.

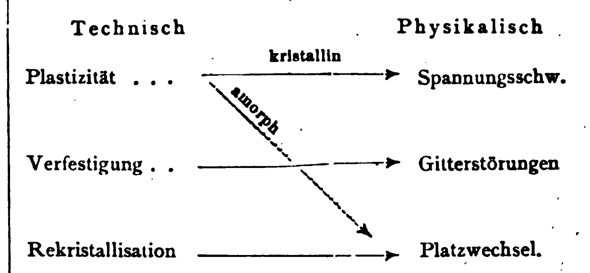
[1]) Bei der Beschränkung jener drei Phänomene lasse ich das wichtige Problem der Zerreißfestigkeit absichtlich beiseite, da die hier zu entwickelnden Vorstellungen zu seiner Behandlung keinen Beitrag liefert.

Als Ursache der bedauerlichen Interesselosigkeit der reinen Physik für ein so wichtiges Gebiet ist fraglos der Umstand anzusehen, daß die oben angedeutete physikalische Theorie des festen Körpers als solche nicht ausreicht, um jene Phänomene zu erfassen. Sie bedarf noch gewisser, mehr oder weniger hypothetischer Zusatzannahmen, um auch von den technologischen Eigenschaften Rechenschaft zu geben. Derartige Annahmen sind zwar von technischer Seite her in großer Zahl vorgeschlagen; es liegt aber im Wesen der Sache, daß alle diese Annahmen bestenfalls nicht mehr bieten als ein rohes qualitatives Verständnis der wirklichen Erscheinungen. Dagegen ist der Physiker gewohnt, von einer Theorie zahlenmäßige und experimentell exakt prüfbare Aussagen zu verlangen. Das damit angedeutete Ziel, nämlich die Verschärfung der bisherigen Vorstellungen zu einer wirklichen Theorie, liegt noch in weiter Ferne. Zur Annäherung an dieses Ziel ist es aber notwendig, daß auch die Physiker von jenen qualitativen Vorstellungen Kenntnis nehmen und ihre wissenschaftliche Schulung in den Dienst einer Ausarbeitung und Präzisierung der bisher wesentlich von der technischen Forschung entwickelten Gedanken stellen.

Die drei Phänomene, deren Deutung uns hier interessieren soll, treten beim Zerreißversuch in folgender Weise in Erscheinung:

Wenn man die an einem Kupferdraht angebrachte Zugbelastung langsam steigert, so beobachtet man zunächst eine rein elastische Dehnung. Nach Überschreitung einer gewissen, experimentell niemals absolut scharf meßbaren Last L_1 beginnt eine plastische Dehnung, der Draht wird gereckt. Nach Entfernung der auf L_2 ($> L_1$) gesteigerten Last geht nur der elastische Anteil der Dehnung zurück, der Draht zeigt eine bleibende Verlängerung. Bei Neubelastung zeigt sich, daß die Elastizitätsgrenze von L_1 auf L_2 gestiegen ist. Der Draht ist verfestigt. Obwohl also der Draht länger und somit dünner geworden ist, kann er jetzt die Last L_2 tragen, wozu er vorher nicht imstande war. Diese mit jeder Verformung verbundene Verfestigung ist die Ursache dafür, daß eine in physikalischem Sinne einwandfreie Messung von plastischen Eigenschaften von Metallen so ungewöhnlich schwer ist, da die plastischen Eigenschaften des Materials nach der Deformation ganz andere sind als diejenigen des zur Prüfung vorgelegten Stückes. — Wenn man das verfestigte Material hinreichend hoch, d. h. auf seine Rekristallisationstemperatur, erwärmt, so kann man bis zu einem gewissen Grade die Verfestigung wieder beseitigen und den ursprünglichen, weicheren Zustand wieder herstellen.[2])

Die Ergänzungen, deren das Bild des idealen Kristallgitters bedarf, um wenigstens qualitativ ein Verständnis dieser technischen Eigenschaften zu ermöglichen, lassen sich kennzeichnen durch thermische Spannungsschwankungen, Gitterstörungen, atomaren Platzwechsel, in dem Sinne, daß wir die folgende schematische Gegenüberstellung erhalten, welche zugleich als Programm meiner weiteren Ausführungen dienen soll:



Die ausgezogenen Pfeile beziehen sich dabei auf Vorgänge in kristallinen Medien, welche allein die Erscheinungen der Verfestigung und Rekristallisation zeigen. Bei der Plastizität dagegen muß man neben einer „kristallinen" Plastizität noch eine „amorphe" Plastizität in den Bereich der Betrachtungen ziehen, welche nicht durch Spannungsschwankungen, sondern durch Platzwechsel bewirkt wird.

B. Kristalline Plastizität.

Der Mechanismus der Plastizität von Einzelkristallen ist nach der geometrisch-kristallographischen Seite hin weitgehend erforscht[3]): Unter der Wirkung von Schubspannungen tritt ein Abgleiten des Materials an bestimmten kristallographischen Ebenen auf, wobei in einigen Fällen auch die Gleitrichtung innerhalb der Fläche kristallographisch bestimmt ist. Die geringste zur Auslösung der Gleitung erforderliche Schubspannung hat die Bedeutung der Elastizitätsgrenze. Ihre Größe ist bei Metallen weitgehend unabhängig von dem Betrag einer gleichzeitig wirkenden Normalspannung. Es ist aber sehr zu beachten, daß diese Grenze sich niemals absolut exakt messen läßt; man kann sich immer nur darauf beschränken, diejenige Last anzugeben, welche bei der benutzten Meßeinrichtung gerade ausreichte, um eine beobachtbare Dehnung zu erzeugen. Eine theoretische Berechnung der Elastizitätsgrenze könnte man, ausgehend von der Gittertheorie in folgender Weise versuchen:

Der Widerstand, welchen die beiden Ufer einer kristallographischen Gleitebene einer Tangential-

[1]) Um die zusätzlichen Komplikationen zu vermeiden, welche bei gleichzeitiger Wirkung von Deformation und Rekristallisation auftreten, wollen wir vorläufig annehmen, daß die Verformung wesentlich unterhalb der Rekristallisationstemperatur erfolgt (Kaltverformung).

[2]) Vgl. etwa die Zusammenstellung bei Masing u. Polanyi, Ergebn. d. exakt. Naturw. 2 (1923), 177.

verschiebung entgegensetzen, läßt sich anschaulich beschreiben als eine durch die atomaren Kraftfelder erzeugte Verzahnung. Sobald man über diese Kraftfelder eine spezielle Annahme einführt, läßt sich offenbar der Schub S berechnen, den man aufwenden muß, um die beiden Teile soweit aneinander vorbeizuziehen, daß nicht mehr Zahn gegen Lücke, sondern Zahn gegen Zahn steht und bei einer minimalen weiteren Schiebung die Zähne in die nächste Lücke einschnappen, womit eine bleibende Verschiebung um einen Atomabstand erreicht wird. Eine exakte theoretische Durchrechnung dieses Bildes wurde von Frenkel[4]) in einer beachtenswerten Arbeit versucht. Es ist aber zu betonen, daß die so erhaltene Größe S nicht die Elastizitätsgrenze darstellen kann und daß auch das Wesen der kristallinen Plastizität durch dieses Bild nicht erfaßt wird. Wenn nämlich die Kraft S ausreicht, um die Zahnreihe aneinander vorbeizuschieben, so ist nicht einzusehen, wodurch ein gänzliches Abgleiten der beiden Körperhälften verhindert wird. Das heißt: die Kraft S würde einen Verschiebungsbruch bewirken und keine plastische Deformation. Ein wesentliches Merkmal der plastischen Deformation besteht darin, daß sie mit einer ganz bestimmten Geschwindigkeit vor sich gehen muß. Zu ihrer Deutung habe ich daher in Anlehnung an ältere Vorstellungen von Tammann kürzlich das folgende Bild vorgeschlagen[5]):

Wir denken uns an dem zu deformierenden Körper eine solche Last angebracht, daß auf die kristallographische Gleitebene eine Schubkraft s wirkt, welche kleiner ist als die oben angegebene Grenzkraft S, und fassen eine bestimmte derartige Ebene ins Auge. Infolge der unregelmäßigen thermischen Bewegung wird nun die an der Gleitebene wirkende Spannung ebenfalls unregelmäßige Schwankungen um den Mittelwert s ausführen. Wenn dabei für eine kurze Zeit die Grenzspannung S überschritten wird, so kann während eines solchen Augenblicks die betreffende Gleitebene sich sprungweise betätigen. Nach Ablauf der Überschreitungsfrist werden die Kohäsionskräfte des Materials wieder ein Einschnappen der Verzahnung bewirken.

Die Plastizität eines Kristalls ist danach bewirkt durch thermische Spannungsschwankungen, welche zur Folge haben, daß rein zufällig bald diese und bald jene Gleitebene anspringt. Die Fließgeschwindigkeit ist danach im wesentlichen bestimmt durch die Häufigkeit, mit welcher die spontanen Überschreitungen der Grenzspannung S erfolgen. Bestimmend für diese Häufigkeit ist nun die Arbeit, welche man zur isothermen und reversibeln Erzeugung dieser Grenzspannung aufzuwenden hätte. Wenn zur Auslösung eines Gleitsprungs eine Überschreitung der Spannung S innerhalb eines Volumens V erforderlich ist, so beträgt die genannte Arbeit $\frac{V(S-s)^2}{2G}$, wo G den Elastizitätsmodul bedeutet. Nach den Prinzipien der statistischen Mechanik ist dann die gesuchte Häufigkeit und damit auch die Fließgeschwindigkeit in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur T und der angelegten Schubspannung s wesentlich gegeben durch

$$u = \text{const} \cdot e^{-\frac{V(S-s)^2}{2GkT}}.$$

Durch Messung der T- und s-Abhängigkeit von u lassen sich die beiden charakteristischen Konstanten S (Grenzspannung) und V (räumlicher Schwankungsbereich) grundsätzlich experimentell ermitteln. Eine Durchführung der Messung gelang bisher nur an ausgesuchten Exemplaren von Wolfram-Einkristalldrähten.

Nach der dargelegten Auffassung müßte in der Größenordnung die Fließgeschwindigkeit von der Temperatur so stark abhängen, wie etwa die Geschwindigkeit einer chemischen Reaktion. Diese Folgerung schien zunächst in krassem Widerspruch zu stehen zu allen praktischen Erfahrungen der technischen Materialforschung. Das wichtigste Resultat der eben erwähnten Messungen erblicke ich daher in dem Nachweis, daß die theoretisch vermutete Temperaturabhängigkeit von u tatsächlich vorhanden ist (etwa Verdreifachung bei Steigerung der Temperatur um 10^0). Für das in die Formel eingehende Volumen V ergaben sich dabei Räume, deren lineare Abmessungen in der Größenordnung bei 10^{-6} cm liegen. Das würde darauf hindeuten, daß nur in einem so kleinen Bezirk die Grenzspannung überschritten zu werden braucht, um einen Gleitsprung an der betreffenden Ebene auszulösen.

Bei anderen Materialien machte die Verfestigung eine saubere Messung von u mit den bisher verwandten primitiven Methoden unmöglich. Eine Weiterführung mit besseren Methoden ist in Aussicht genommen. Gerade im Hinblick auf die Verfestigung sind von einer Messung der Größen S und V interessante Aufschlüsse zu erwarten.

Nach dieser Vorstellung ist für die physikalische Erforschung der Metallplastizität eine genaue Kenntnis der Fließgeschwindigkeit in ihrer Abhängigkeit von Kraft und Temperatur von höchstem Interesse. Demgegenüber spielt sie in der bisherigen technischen Forschung nur eine untergeordnete Rolle. Nach dem Vorbild des Zerreißdiagramms steht statt dessen die Verfestigung

[4]) Frenkel, Zeitschr. f. Phys. **37** (1926), 572.
[5]) R. Becker, Phys. Zeitschr. **26** (1925), 919.

und die sowohl theoretisch wie experimentell nur schwer zu definierende Elastizitätsgrenze im Vordergrund des technischen Interesses. Der Praktiker will in erster Linie wissen, wie weit sein Material durch eine gegebene Last überhaupt gereckt wird. Die Frage, mit welcher Geschwindigkeit diese Reckung erfolgt, beginnt erst neuerdings im Zusammenhang mit den dynamischen Methoden der Materialprüfung (z. B. Kerbschlagprobe) auch die technische Forschung zu interessieren; aber nur insofern, als dadurch die Abweichungen in den Resultaten der dynamischen Prüfung von denen der statischen verständlich werden.

C. Verfestigung.

Die Verfestigung besteht in einer Erschwerung oder Behinderung der Gleitung. Während heute wohl kein Zweifel mehr darüber bestehen kann, daß diese Behinderung — ganz allgemein gesprochen — ihre Ursache in einer Störung des idealen Gitteraufbaus hat, fehlt bisher jeder Ansatz zur rationellen und detaillierten Beschreibung dieser Gitterstörungen. Qualitativ dagegen ist das Entstehen solcher Störungen durchaus verständlich und gerade zu erwarten, wenn man sich vorstellt, daß der ganze Kristall niemals exakt entlang ein- und derselben kristallographischen Netzebene gleiten wird. Sowohl die natürlichen Unvollkommenheiten der wirklichen Kristalle, wie auch die thermische Bewegung werden dafür sorgen, daß die betreffende Ebene nicht als solche ungestört durch den Kristall hindurchgeht, sondern Krümmungen und Absätze zeigt. An solchen Stellen werden beim wirklichen Gleitsprung auch solche Teile in Mitleidenschaft gezogen und verlagert werden, welche beim idealen Gleiten nicht gestört werden sollten. Die ursprüngliche Störung muß also durch jeden Gleitsprung, welcher ihr zum Trotz erzwungen wird, wesentlich verstärkt werden; damit wird aber eine weitere Gleitung ebenfalls erschwert. — Als eine Wirkung dieser Verfestigung in der Umgebung einer Gleitebene kann man möglicherweise den Umstand betrachten, daß die an Einkristalldrähten gelegentlich beobachtbaren Gleitellipsen einen wohldefinierten mittleren Abstand besitzen. Dieser würde dann vielleicht ein Maß für die Tiefenwirkung der Verfestigung abgeben, indem immer bei jedem einzelnen Gleitsprung die gewisse Umgebung der Gleitebene gegen ein weiteres Gleiten zunächst (d. h. bis zu einer wesentlichen Steigerung der Last) immunisiert wird. — Eine weitere Verschärfung der Gleitebenenblockierung ist, wie öfter ausgeführt wurde, dann zu erwarten, wenn mit der Art der Deformation wesentlich eine **Biegung der Gleitebenen** verbunden ist. Das ist insbesondere immer der Fall beim Polykristall infolge der gegenseitigen Behinderung der einzelnen Kistallite[6]), wo die Neigung zur Verfestigung mit abnehmender Korngröße zunimmt.[7]) Es ist aber zu betonen, daß eine makroskopische Biegung weder für die Verformung noch für die Verfestigung notwendig ist, sondern physikalisch mehr die Rolle einer zusätzlichen Komplikation spielen dürfte.

Obwohl die Existenz einer Verfestigung somit durchaus plausibel und verständlich ist, gerät man in große Verlegenheit, wenn man die Struktur eines verfestigten Materials im einzelnen beschreiben soll. Dagegen liegen sehr viele Untersuchungen vor über die Änderung der physikalischen Eigenschaften mit der Verfestigung.

Als solche Änderung nenne ich zuerst die **Erhöhung der freien Energie** gegenüber dem nicht verformten Material, welche z. B. elektrochemisch durch eine Potentialdifferenz von verformtem Kupfer gegen kristallines Kupfer in einer wässerigen Lösung von Kupfersulfat zum Ausdruck kommt und in welcher wir — thermodynamisch gesprochen — die Triebkraft für den Vorgang der Rekristallisation zu erblicken haben. Nach vorliegenden Messungen[8]) liegt die Größenordnung dieser freien Energie bei etwa 10^9 erg oder 10 bis 100 g cal/mol, also bei etwa 1 % der Schmelzwärme.

Eine wichtige Eigenschaft von Metallkristallen wurde durch Diffusionsmessungen von Hevesy[9]) aufgedeckt, die gerade im Hinblick auf die Probleme der Metallographie von großem Interesse ist. Hevesy bedeckte verschiedene Bleipräparate mit dem radioaktiven Isotopen *Th B* und beobachtete mit den empfindlichen Methoden der radioaktiven Forschung die Diffusion des *Th B* in das Blei hinein. Damit beobachtete er also wirklich den inneren Diffusionskoeffizienten des Bleis und fand für

Temp.	Gewalztes Blei	Blei-Einkristall
260° C	$0{,}6 \cdot 10^{-6}$ cm²/Tag	—
300° C	$2{,}5 \cdot 10^{-6}$	—
324° C	$140 \cdot 10^{-6}$	kleiner als 10^{-8}

Wir entnehmen dieser Tabelle, daß noch Diffusionskoeffizienten von 10^{-8} meßbar waren und daß daher die Diffusion beim Blei-Einkristall um mindestens 4 Zehnerpotenzen unter derjenigen des gewalzten Bleis liegt. Eine Diffusion ist aber

[6]) Vgl. z. B. die schönen Versuche von Polanyi und Schmidt, Zeitschr. f. Phys. **32** (1925), 684 und Zeitschr. f. tech. Phys. **5** (1924), 580.

[7]) Jeffries, Zeitschr. f. Metallkunde **15** (1923), 261.

[8]) Vgl. etwa Masing und Polanyi, a. a. O.

[9]) Hevesy, Nature **115** (1925), 674. Analoge Beobachtungen machten Geiss und v. Liempt (Zeitschr. f. Metallkunde **16** (1924), 317, über die gegenseitige Diffusion der im Gitteraufbau ähnlichen Metalle Wolfram und Molybdän.

nur möglich durch Platzwechselvorgänge der einzelnen Atome. Diese hat man sich im einzelnen so vorzustellen, daß die Amplitude der thermischen Schwingung eines einzelnen Atoms zufällig so groß wird, daß es nicht mehr an seine Gleichgewichtslage zurückkehrt, sondern zwischen zwei Nachbaratomen hindurchschlüpft und dahinter eine neue Gleichgewichtslage findet, um welche es seine weiteren thermischen Schwingungen ausführt. Natürlich wird ein solcher Platzwechsel noch gewisse sekundäre Verschiebungen aller Nachbaratome zur Folge haben, da deren Gleichgewichtslagen infolge des primären Platzwechselvorganges eine Veränderung erfahren müssen. Einen derartigen Vorgang können wir uns beim ungestörten Kristallgitter ohne Zwang nicht vorstellen.[10]) Es ist daher sehr befriedigend, daß nach Hevesy beim sauberen Einkristall — selbst dicht unter dem Schmelzpunkt — Platzvorgänge praktisch nicht vorkommen. Wir befinden uns also in bester Übereinstimmung sowohl mit den experimentellen Tatsachen wie auch mit der theoretischen Erwartung, wenn wir behaupten: Gitterstörungen sind die notwendige Vorbedingung für das Auftreten von atomaren Platzwechseln. Bei der gleichen Temperatur erfolgen die Platzwechsel um so häufiger, je weiter der Aufbau sich von dem des idealen Einkristalls entfernt. Die Diffusionsversuche von Hevesy sind im wesentlichen durch erhöhte Beweglichkeit an den Korngrenzen zu deuten. Dagegen zwingen die Rekristallisationserscheinungen dazu, beim verfestigten Material Platzwechsel im ganzen verformten Volumen anzunehmen.

D. Rekristallisation.

Wir erblicken in den Platzwechseln den elementaren Mechanismus, durch welchen bei der Rekristallisation das gestörte Gitter in den ungestörten Zustand zurückkehrt. Die Rekristallisationsschwelle, d. h. die Temperatur der eben beginnenden Rekristallisation hängt dabei in solcher Weise vom Deformationsgrad ab, wie es nach der vorhin ausgesprochenen Regel zu erwarten ist. So zeigt z. B. Abb. 1 nach Hahnemann, wie mit wachsender Deformation die Rekristallisationsschwelle sinkt. Dieses Verhalten ist zu deuten durch die Erleichterung der Platzwechsel infolge zunehmender Gitterstörungen.

Es ist üblich, für die Wahrscheinlichkeit W eines Platzwechsels eine Formel anzusetzen der Art

$$W = \text{const} \cdot e^{-\frac{U}{kT}},$$

wo bedeuten T = abs. Temperatur, k = Boltzmanns Konstante $= 1{,}37 \cdot 10^{-16}$ und U den Höchstwert, welchen die potentiale Energie des Atoms, gemessen von der alten Gleichgewichtslage aus, annehmen muß, um in die neue zu gelangen. Die obengenannten Erfahrungen deuten alsdann darauf hin, daß diese Energie in ungemein starker Weise vom Grad der Verformung abhängt. Die Erniedrigung, welche U bei einer Verformung erfährt, ist sicher sehr viel größer, als die Erhöhung der auf das Einzelatom bezogenen mittleren Energie des Materials.

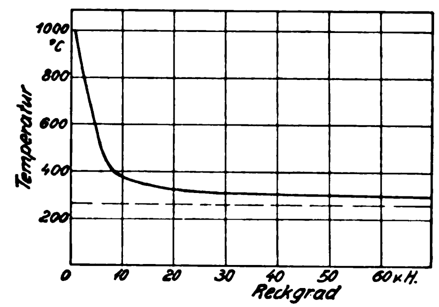


Abb. 1. Rekristallisationsschwelle für Kupfer. (Nach Hahnemann, Zeitschr. f. Metallk. **17** (1925), 317).

Der Vorgang der Rekristallisation kann somit in ganz pauschaler Weise zunächst so beschrieben werden: Nach Erhöhung der Temperatur des verformten Materials auf die Rekristallisationstemperatur führen die Atome gewisse, thermisch ungeordnete Platzwechsel aus, deren Häufigkeit wesentlich durch den Grad der Unordnung bestimmt ist und mit zunehmender Verfestigung rapide anwächst. Wenn nun bei diesen Umgruppierungen eine Anzahl von Atomen rein zufällig in eine kristallographisch besser geordnete Lage kommt, so werden sie darin viel länger verweilen. Die intensive Platzwechselbewegung bleibt auf solche Atome beschränkt, deren gegenseitige Anordnung von derjenigen des regulären Gitters wesentlich abweicht. Sie kommt praktisch zum Stillstand, wenn alle Atome richtig eingeordnet sind. Jedoch sind in dem normalerweise entstehenden Polykristall die Korngrenzen bleibende Stellen der Unordnung, an denen also auch die Platzwechselvorgänge nicht zum Stillstand kommen können.[11]) Dieser Umstand ist im Zusammenhang mit der Ionenleitfähigkeit von Kristallen schon mehrfach[12]) diskutiert worden. Während die (gelegentlich als Auflockerung bezeichnete) Atombeweglichkeit bei Polykristallen an den Korngrenzen lokalisiert ist, bewirkt die Verfestigung

[10]) Vgl. etwa Smekal, Phys. Zeitschr. **26** (1925), 707.

[11]) Vgl. z. B. die am Schluß dieser Arbeit zitierte Untersuchung von Cook und Evans.

[12]) Hevesy, Zeitschr. f. Phys. **10** (1922), 80; Joffé und Zechnowitzer, Zeitschr. f. Phys. **35** (1926), 416; Smekal, Phys. Zeitschr. **26** (1925), 707; Tammann und Verzi, Zeitschr. f. anorg. u. allgem. Chem. **150** (1926), 355.

eine durch das ganze verfestigte Volumen sich erstreckende Auflockerung.

Es hat sich gezeigt, daß man zwei verschiedene Erscheinungsformen der Rekristallisation zu unterscheiden hat, die man vielleicht als Kristallvergütung und Kristallneubildung bezeichnen kann.[13]) Die Vergütung, welche wesentlich an schwach deformierten Einkristalldrähten beobachtet wird, besteht darin, daß bei geeigneter Erwärmung die Verfestigung wieder beseitigt wird, ohne daß der Einkristallcharakter und die kristallographische Orientierung gestört wird. Sie erfolgt gleichmäßig im ganzen Volumen des verformten Materials und bewirkt eine zeitlich fortschreitende Entfestigung. Dagegen besteht die andere, technisch hauptsächlich vorkommende Erscheinungsform in einer völligen Neubildung von Kristallen, indem von einzelnen Keimzentren aus neue Kristalle in das verformte Material hineinwachsen. Die Entfestigung schreitet also räumlich fort und erfolgt in den jeweils erreichten Volumelementen schnell und vollständig. Dabei ist die kristallographische Orientierung der neuen Kristallite im allgemeinen verschieden von derjenigen des verformten Materials.[14]) Naturgemäß ist zu erwarten, daß in Wirklichkeit auch beide Erscheinungsformen gleichzeitig auftreten, z. B. derart, daß ein Kristall während der Erholung von einem vorwachsenden Keim erreicht wird.

Da eine detaillierte Beschreibung der mit der Rekristallisation verbundenen atomaren Prozesse heute noch nicht möglich ist, so bedient man sich bei ihrer theoretischen Behandlung zweckmäßig der Thermodynamik und hier wieder speziell der Gedankengänge, welche beim Studium der Keimbildung aus übersättigten Phasen seitens der physikalischen Chemie[15]) entwickelt sind. Ich möchte zeigen, wie man auf diese Weise zu einem Verständnis des Tatsachenkomplexes gelangen kann, der den Metallographen als Rekristallisationsdiagramm nach Czochralski geläufig ist.[16]) Dieses behandelt die Frage nach der Abhängigkeit der Korngröße des rekristallisierten Materials von Deformationsgrad und Temperatur, und besagt, daß man große Kristallite erhält bei hoher Glühtemperatur und geringer Verformung, dagegen feines Korn bei Erniedrigung der Glühtemperatur oder Erhöhung des Deformationsgrades.[17]) Die Entstehung des Gefüges haben wir uns immer so vorzustellen, daß an einzelnen Stellen des deformierten Materials Keime entstehen, d. h. äußerst kleine Kristallite, die stabiler sind als das sie umgebende Material, und welche nun auf dessen Kosten bis zur gegenseitigen Berührung wachsen. Die Größe der so gebildeten Kristalle ist also das Resultat einer Konkurrenz zwischen der Häufigkeit der Keimbildung und der Geschwindigkeit des Keimwachstums. Man hat z. B. die Bildung eines groben Korns zu erwarten, wenn die Keimbildung relativ selten erfolgt, dagegen kleines Korn bei relativ häufiger Keimbildung; relativ immer verstanden als „im Verhältnis zur Geschwindigkeit des Keimwachstums".

Da nun die Platzwechselhäufigkeit sowohl die Bildung von Keimen wie auch ihr Wachstum fördert, muß man die wesentliche Wirkung von Deformationsgrad und Temperatur auf die Korngröße darin erblicken, daß sie die Größe desjenigen Gebildes, welches man als Keim ansprechen kann, in entscheidender Weise beeinflussen. Ein Keim muß nämlich eine ganz bestimmte Mindestanzahl von Atomen in wohlgeordnetem Gitterverband umfassen, damit er stabiler ist als das ihn umgebende deformierte Material. Solange sein Radius unterhalb einer kritischen Größe r bleibt, ist er instabil, d. h. die Platzwechsel werden im Durchschnitt dahin wirken, daß seine Ordnung wieder zerstört wird und die Anordnung seiner Atome sich wieder derjenigen der verformten Umgebung anpaßt. Man pflegt dieses Verhalten thermodynamisch damit zu begründen, daß man sagt: Die freie Energie der Begrenzungsfläche des Kristalliten ist größer als der Unterschied seiner Volumenenergie gegen die Energie des gleich großen Volumens deformierten Materials.

Wir haben danach zu untersuchen: In welcher Weise hängt die kritische Größe r eines Keims von der Temperatur und vom Deformationsgrad ab? Da von zwei festen Zuständen immer derjenige mit dem kleineren Dampfdruck der stabilere ist, können wir statt dessen auch fragen: Wie groß muß ein Kristallit sein, damit sein Dampfdruck gerade gleich demjenigen des deformierten Materials ist?[18])

Damit ist die Fragestellung eine rein thermodynamische geworden. Zunächst gilt für den Dampfdruck p_r eines Kristalliten vom Radius r

[13]) Koref, Zeitschr. f Metallkunde **17** (1925), 213; Polanyi und Schmidt (a. a. O.) bezeichnen diesen Vorgang als Kristallerholung.

[14]) Vgl. etwa Glocker, Zeitschr. f. Metallkunde **17** (1925), 353 und **18** (1926), sowie Zeitschr. f. Phys. **31** (1925), 408.

[15]) Vgl etwa Haber, Ber. d. chem. Ges. **55** (1922), 1717; Volmer und Weber, Zeitschr. f. physik. Chem. **119** (1926), 277.

[16]) Z. B. Sachs, Mech. Technol., S. 168ff.

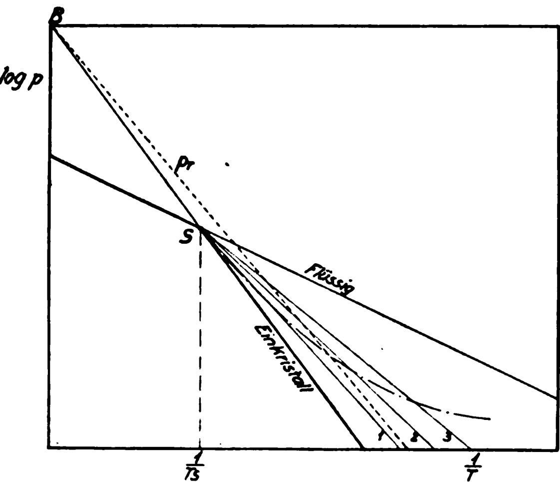
[17]) Vgl. Sachs, Mech. Technol. d. Metalle, Leipzig 1925.

[18]) Damit schließen wir uns der Auffassung Alterthums (Zeitschr. f. Elektroch., Zeitschr. f. Metallkunde **14** [1922], 417) an, nach welcher die verschieden stark verfestigten Zustände eines Materials als eine kontinuierliche Folge von festen, thermodynamisch instabilen Phasen angesehen werden können. — Der Dampfdruck als Kriterium der Stabilität wurde in diesem Zusammenhang auch bereits von Smithells, Journ. of the Inst. of Met. **27** (1922), 107, herangezogen.

und der Oberflächenspannung σ die Formel[19])

$$R\,T \ln \frac{p_r}{p_{EK}} = \frac{2\sigma}{r}\frac{M}{d}. \qquad \text{(I)}$$

Hier ist p_{EK} der Dampfdruck des unendlich ausgedehnten Einkristalls, R = Gaskonstante, M = Molekulargewicht des Dampfes und d die Dichte des Kristalls. Die Formel bezieht sich eigentlich auf kugelförmige Keime mit überall gleicher Oberflächenenergie. Bei der Anwendung auf Kristalle hat man unter r und σ geeignete Mittelwerte über die linearen Abmessungen und Oberflächenspannungen zu verstehen.



Abszisse: Reziproke Temperatur.
Ordinate: Log. des Dampfdrucks.
1, 2, 3 sind Dampfdruckkurven verschieden stark verfestigter Zustände.
------- *pr* ist die Dampfdruckkurve eines Kriställchens vom Radius *r*.
—·—· ist die Rekr.-Schwelle (beginnende Platzwechsel).
Abb. 2.

Über den Dampfdruck des verformten Materials liegen direkte Messungen nicht vor. Es ist aber von vornherein plausibel, daß er zwischen demjenigen des Einkristalls und der unterkühlten Flüssigkeit liegt.[20]) Die Verdampfungswärme muß um den Betrag der Rekristallisationswärme δ kleiner sein als diejenige des Einkristalls, wobei δ in der Größenordnung vielleicht 1% der Schmelzwärme betragen kann.

Wir tragen nun in einer Zeichenebene (Abb. 2) $1/T$ als Abszisse und $\log p$ als Ordinate auf und zeichnen zunächst die Dampfdruckkurven von Einkristall und Flüssigkeit ein. Beide schneiden sich im Schmelzpunkt S (Schmelztemperatur T_s) und sind näherungsweise gerade.

Die Dampfdruckkurven von verschieden stark verformten Kristallen müssen nun nach der oben entwickelten Vorstellung durch Gerade gegeben sein, die ebenfalls durch den Schmelzpunkt gehen und um den Betrag δ/RT^2 flacher verlaufen als die Einkristallgerade. Der Winkel zwischen p_δ und p_{EK} ist in der Abbildung absichtlich stark übertrieben. Die technisch erreichbaren Verfestigungsgrade würden sich bei maßstäblicher Zeichnung nur als schmale Abschattierung der Einkristallkurve in Richtung auf die unterkühlte Flüssigkeit bemerkbar machen. Formelmäßig ergibt sich danach für den Dampfdruck p_δ eines um den Betrag δ verformten Material

$$R\,T \ln \frac{p_\delta}{p_{EK}} = \delta\,\frac{T_s - T}{T_s}. \qquad \text{(II)}$$

Es sei bemerkt, daß die hier auftretende Größe $\delta\left(1 - \frac{T}{T_s}\right)$ gerade die freie Energie des deformierten Materials gegenüber dem Einkristall darstellt und demnach durch elektrochemische Methoden prinzipiell direkt meßbar ist. Solche Messungen wären von besonderem Interesse im Hinblick auf die in (II) behauptete Temperaturabhängigkeit der Potentialdifferenz von deformiertem Metall gegen Einkristall: Sie sollte mit wachsender Temperatur linear abnehmen und beim Schmelzpunkt verschwinden. Überdies dürfte, solange man von Orientierungseffekten absehen kann, die Rekristallisationswärme ein rationelles quantitatives Maß für den Grad der Verfestigung darstellen und schon aus diesem Grund eine erhöhte Aufmerksamkeit der experimentellen Forschung beanspruchen.

Mit Hilfe der oben formulierten Keimbedindungen $p_r = p_\delta$ gibt nun ein Vergleich der beiden Formeln (I) und (II) unmittelbar für die reziproke Keimgröße den Ausdruck

$$\frac{1}{r} = \frac{\delta\,(T_s - T)}{T_s} \cdot \frac{d}{2\sigma M}. \qquad \text{(III)}$$

Die Keime werden also kleiner und die Häufigkeit wächst mit wachsender Deformation δ und mit wachsendem Abstand $T_s - T$ vom Schmelzpunkt. Je größer also das Produkt $\delta\,(T_s - T)$ wird, um so kleiner wird die kritische Keimgröße und um so feinkörniger das Gefüge des rekristallisierten Materials. Das ist aber qualitativ gerade der Inhalt des Czochralski-Diagramms.

Die Möglichkeit zu einer weitergehenden Prüfung der entwickelten Vorstellung liegt in der Anwendung einer Methode, welche Volmer und

[19]) Z. B. Volmer und Weber, a. a. O.

[20]) Die Auffassung, daß die Struktur des verformten Materials einen Übergang von derjenigen des Idealkristalls zur unterkühlten Flüssigkeit darstellt, findet eine wichtige Stütze in Messungen von W. Spring, Bull. Belg. **41** (1903), 1066, über die Änderung der Dichte bei der Verformung. Danach verringert sich bei allen geprüften Metallen mit Ausnahme des Wismuts die Dichte bei der Verformung. Nur beim Wismut wächst die Dichte. Zugleich ist Wismut das einzige Metall (von den untersuchten), dessen Dichte beim Schmelzen zunimmt.

Weber (a. a. O.) kürzlich für ähnliche Probleme entwickelt haben: Die Arbeit A zur isothermen Erzeugung eines Keims von der Oberfläche $4\pi r^2$ ist $\frac{1}{3} 4\pi r^2 \sigma$. Die Wahrscheinlichkeit Z dafür, daß infolge der thermischen Schwankungen ein solcher Keim vorhanden ist, beträgt

$$Z = \text{const} \cdot e^{-\frac{A}{kT}}.$$

Setzt man in $A = \frac{4}{3}\pi r^2 \sigma$ den Wert r aus (III) ein, so erhält man in

$$Z = \text{const} \cdot e^{-\frac{16\pi\sigma^3 M^2}{3k\,d^2\,\delta^2} \cdot \frac{T_s^2}{T(T_s - T)^2}} \qquad \text{(IV)}$$

möglicherweise ein direktes Maß für die relative Keimhäufigkeit in Abhängkeit von Deformation δ und Temperatur T. Zwar bedeutet Z zunächst nur die Wahrscheinlichkeit für die Anwesenheit eines Keims und nicht die seiner Entstehung, welche noch wesentlich durch die Platzwechselhäufigkeit mitbestimmt ist. Da letztere aber in ähnlicher Weise die Wachstumsgeschwindigkeit bestimmt, so mag es gerechtfertigt erscheinen, den Ausdruck (IV) versuchsweise als Maß für das Verhältnis von Keimbildungshäufigkeit zur Wachstumsgeschwindigkeit anzusehen. Einer direkten Prüfung an der Erfahrung steht einstweilen die Schwierigkeit gegenüber, daß wir weder die Oberflächenenergie σ (Kristallit gegen deformiertes Material), noch die Rekristallisationswärme δ (bei verschiedenen technischen Reckgraden) kennen.[21])

Es ist recht instruktiv, in das Diagramm der Abb. 2 noch die (strichpunktierte) Kurve einzuzeichnen, welche für jeden Deformationsgrad die Temperatur der gerade merklich werdenden Platzwechselhäufigkeit (etwa die Rekristallisationsschwelle) angibt. Sie muß qualitativ den in der Abb. 2 angedeuteten Verlauf haben. Ihr Anblick legt die Vermutung nahe, daß es bei jeder Temperatur, insbesondere auch weit unterhalb der technischen Rekristallisation, eine gewisse maximale Verfestigung geben muß, deren Überschreitung durch dann einsetzende Platzwechsel- und Rekristallisationsvorgänge verhindert wird. Tatsächlich deuten ja viele technische Erfahrungen darauf hin, daß die Verfestigung bei immer weiter gesteigerter Verformung sich einer nicht zu überschreitenden Grenze nähert.[22])

E. Amorphe Plastizität.

Wir haben bisher die Platzwechsel nur insofern betrachtet, als sie den elementaren Mechanismus der Rekristallisation darstellen. Darüber hinaus sind sie aber für die wirklichen Metalleigenschaften insofern von Bedeutung, als sie eine zweite Art von Plastizität ermöglichen, die ich im Gegensatz zu der auf Kristalle beschränkten Gleitebenen-Plastizität als „amorphe Plastizität" kennzeichnen möchte. Diese Bezeichnung rechtfertigt sich dadurch, daß für die Erklärung der Plastizität amorpher Körper überhaupt nur Platzwechselvorgänge in Frage kommen. Man kann tatsächlich in ziemlich allgemeiner Weise zeigen[23]), daß in einem amorphen Körper oder einem verformten Kristall die Platzwechsel durch eine im Material herrschende Schubspannung in einem solchen Sinn beeinflußt werden, daß diese Schubspannung abnimmt. Demnach muß ein verformtes Metall während einer Erwärmung auf seine Rekristallisationstemperatur eine in diesem Sinne amorphe Plastizität zeigen, welche mit Gleitebenenbetätigung nichts zu tun hat und welche so lange andauert, bis der Rekristallisationsvorgang beendet ist. Die strichpunktierte Kurve in der Abb. 2 kann demnach auch qualitativ als Grenzkurve der „beginnenden amorphen Plastizität" gedeutet werden. Es kann also hier der Fall eintreten, daß oberhalb der Rekristallisationstemperatur das fertig kristallisierte Material härter und formbeständiger ist als das „verfestigte" Material, aus welchem es entsteht. Außer im verformten Material haben wir bei höheren Temperaturen eine erhöhte Platzwechselhäufigkeit an den Korngrenzen[24]), die ihrem Wesen nach Stellen starker Gitterstörungen darstellen. Auch diese sind demnach mögliche Stellen amorpher Plastizität. Beide Erscheinungen, nämlich abnorm große Plastizität während der Rekristallisation und an den Korngrenzen, sind für die Formbeständigkeit der heißen Wolframspiralen in elektrischen Glühlampen von ausschlaggebender Bedeutung. Während bei Zimmertemperatur der Einkristall sich durch äußerst leichte Deformierbarkeit auszeichnet im Vergleich zu allen anderen Materialformen, beobachtet man beim Wolfram nach Überschreitung der Rekristallisationstemperatur genau das entgegengesetzte Verhalten. In der brennenden Lampe sind Drähte, die aus so großen Kristallen bestehen, daß die Korngrenzen keinerlei Bedeutung mehr haben, oder aus einem einzigen Kristall bestehen, wesentlich steifer als die anderen Materialformen, bei denen durch Platzwechsel eine amorphe Plastizität erzeugt wird, die wesentlich größer ist als die allein durch Gleitebenenbetätigung ermögliche Elastizität des Einkristalls. Einige Versuche,

---

[21]) Die Erstarrung einer unterkühlten Schmelze ist bei dieser Vorstellung ein Grenzfall der Rekristallisation, welcher durch die Abb. 2 und die Formeln (I) bis (IV) noch durchaus mit umfaßt wird.

[22]) Vgl. dafür auch Sachs, a. a. O. S. 222, Anm.

[23]) Vgl. eine demnächst in Zeitschr. f. Phys. erscheinende Arbeit.

[24]) Vgl. z. B. die oben erwähnten Diffusionsversuche von Hevesy, sowie die Beobachtungen von Cook und Evans, Trans. Am. Inst. Min. u. Met. Eng. **71** (1925), 627, nach denen auch nach scheinbar beendeter Rekristallisation die gegenseitigen Begrenzungen der Kristallite fortwährend starke Verschiebungen erleiden.

welche diese Tatsache in handgreiflicher Weise zur Anschauung bringen, werden in einem der nächsten Vorträge von Herrn Koref vorgeführt werden.

Zusammenfassung.

Die starke Temperaturabhängigkeit der Plastizität von Kristallen sowie ihr völliges Verschwinden bei hinreichend tiefen Temperaturen zwingen dazu, die Ursache der Plastizität in der Wärmebewegung und insbesondere in thermischen Schwankungserscheinungen zu erblicken.

Die Struktur des verformten Materials wird als ein Zwischenstadium zwischen dem Einkristall und der völlig amorphen unterkühlten Flüssigkeit aufgefaßt. Diese Deutung liefert in zwangloser Weise eine Erklärung des Rekristallisationsdiagramms, der Dichteänderung bei der Verformung sowie des Auftretens von Platzwechseln und der damit verbundenen „amorphen Plastizität".

Beiträge zur Frage Gold aus Quecksilber.

Von E. Duhme und A. Lotz.

Inhalt: Untersuchungen über die Destillation von goldhaltigem Quecksilber und Nachweis von Gold im Quecksilber.

Im Zusammenhang mit der Untersuchung „Gold aus Quecksilber"[1]), die im Forschungslaboratorium des Siemenskonzerns ausgeführt wurde, wurden einige allgemein interessierende Beobachtungen gemacht. Wie bekannt konnte das Auftreten kleiner Mengen Gold nach der elektrischen Behandlung des Quecksilbers in vielen Fällen nachgewiesen werden, aber vornehmlich dann, wenn große Mengen Quecksilber verwendet wurden oder andere Metalle mit demselben in Berührung kamen. In physikalisch übersichtlichen und einwandfreien Versuchsanordnungen ist es jedoch nicht gelungen, aus wirklich reinem Quecksilber Gold in chemisch nachweisbaren Mengen aufzufinden, so daß die positiven Befunde teils durch Verunreinigungen aus der Umgebung, teils durch nicht genügend goldfreies Quecksilber ihre Deutung gefunden haben.

Dieses Ergebnis ist nun die Folge von Untersuchungen über die Vorgänge bei der Destillation des Quecksilbers und über die Nachweisbarkeit kleiner Mengen Gold im Quecksilber beim Auflösen in Salpetersäure.

Zur Destillation des Quecksilbers ist zu bemerken, daß der Übergang des Goldes auf dreierlei Weise möglich ist. Erstens auf Grund seines eigenen Dampfdruckes, wie die Herren Riesenfeld und Haase[2]) sehr eingehend nachgewiesen haben. Zweitens bei mangelhaftem Vakuum. Der Übergang des Goldes erfolgt in diesem Fall durch ein Hinüberführen kleiner an der Oberfläche des verdampfenden Quecksilbers entstehender Mengen Oxyd und Nitrid seiner metallischen Verunreinigungen. Die Oxyde und Nitride bilden sich im Verlaufe der Destillation, trüben die Oberfläche des Quecksilbers, absorbieren, solange sie das Quecksilber benetzen, Gold und Goldamalgam und werden mit der Zeit teilweise durch den Dampfstrahl mit in das Destillat hinübergeführt. Drittens auf Grund elektrostatischer Vorgänge bei der Hochvakuumdestillation. Bei der Hochvakuumdestillation beobachtet man vielfach ein intensives Aufleuchten des ganzen mit Quecksilberdampf gefüllten Destillationsapparates, ein rein elektrischer Ladungsausgleich. Die berührungselektrischen Aufladungen von Quecksilberpartikelchen an der Glas- oder Quarzwand der Gefäße sind so groß, daß eine als „Korkkugeltanz" bekannte Erscheinung zu beobachten ist. Betrachtet man ein in unmittelbarer Nähe der verdampfenden Quecksilberoberfläche an der Glaswand kondensiertes Quecksilberpartikelchen (1. Fraktion), so wird dieses Teilchen die Annäherung weiterer gleichnamig geladener Teilchen verhindern, diese teilweise von der Glaswand abstoßen und als feine Schwebekörperchen in das Destillat gelangen lassen.

Diese Beobachtungen führten zu einem Destillationsapparat, der mit Sicherheit den Übergang von Gold unter Berücksichtigung aller dieser Erscheinungen ausschließt. Die Anordnung besteht aus zwei Gefäßen, die durch eine Glasspirale verbunden sind. Das eine der beiden Gefäße wird mit Quecksilber gefüllt, das Ganze evakuiert und elektrisch in der Weise beheizt, daß von dem einen Gefäß zum anderen ein Temperaturgefälle von etwa 100^0 durchlaufen wird. Das Quecksilber destilliert nun in die erste Windung der Glasspirale, verschließt dieselbe, destilliert in die zweite und so fort. Während der Destillation wird der ganze Apparat langsam in der Weise gedreht, daß die Einzelkondensate in der Glasspirale stets wieder zum Ausgangsquecksilber zurückbefördert werden, wodurch eine Anreicherung der einzelnen Fraktionen an Gold mit Sicherheit verhindert wird. Quecksilber, auf diese Weise destilliert, ergab unter einwandfreien Versuchsbedingungen keine Spur von Gold nach der elektrischen Behandlung.

Über die Möglichkeit des Nachweises von Gold durch Auflösen in Salpetersäure sind folgende Punkte hervorzuheben. Wird die Auflösung des goldhaltigen Quecksilbers, das außer Gold keine unedlen Metalle enthält, wie z. B. Eisen, Nickel usw., in 40—60 $^0/_0$iger Salpetersäure bei Temperaturen von 20—50^0 unter Rührung der Säure vorgenommen, so gelingt es, Goldmengen bis 10^{-8} g

[1]) Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern **5** (1926), 128.
[2]) Naturwissensch. **13** (1925), 745.

mit Sicherheit zu erfassen. Bei der Auflösung in zu konzentrierter Säure und bei Anwesenheit anderer Metalle treten jedoch Nebenerscheinungen auf, die eine quantitative mikroskopische Erfassung des Goldes unmöglich machen. Derartige Auflösungsvorgänge sind geeignet, den Goldgehalt einer Quecksilberprobe zu unterschätzen, gegebenenfalls ganz zu übersehen. Die Einzelheiten dieser Vorgänge werden an Hand eines bei Zeiss in Jena im Laboratorium des Herrn Prof. Siedentopf aufgenommenen Films gezeigt und erörtert.

Zusammenfassung.

Es wird an Hand von Filmaufnahmen gezeigt, welche Fehler bei der Untersuchung von goldhaltigen Quecksilber auftreten können, und Mittel angegeben, diese Fehler zu vermeiden.

III. Neuere Fortschritte der Strahlungsforschung.

Die Gasstrahlung vom physikalischen und technischen Standpunkt.

Von A. Schack.

Inhalt: A) Physikalische Grundlagen der reinen Gasstrahlung. — B) Physikalische Grundlagen der Strahlung leuchtender Kohlenwasserstofflammen. — C) Die ultrarote Gasstrahlung in der Technik. — D) Unmittelbare Messungen der ultraroten Gasstrahlung.

A) Physikalische Grundlagen der reinen Gasstrahlung.

Im folgenden möchte ich über einen Zweig der Strahlungsphysik berichten, der sich in den letzten beiden Jahren unerwarteter Weise als weitgehend bedeutungsvoll für die Technik herausgestellt hat, die ultrarote Strahlung der Kohlensäure und des Wasserdampfes. Es ist schon lange bekannt, daß die Wärmestrahlung an sich wegen ihrer großen Intensität bei hohen Temperaturen für die industrielle Wärmeübertragung von zum Teil ausschlaggebender Bedeutung ist. Die Größe der Strahlung eines schwarzen Körpers in Ab-

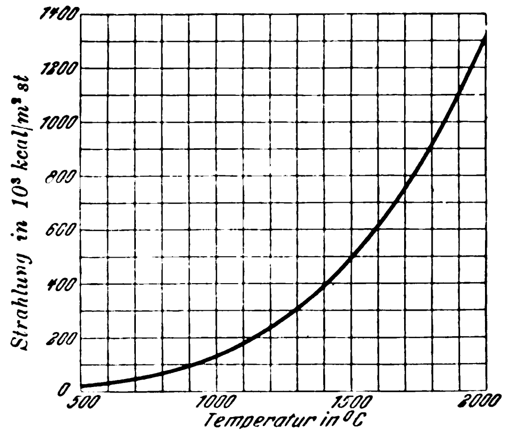


Abb. 1. Strahlung des schwarzen Körpers.

hängigkeit von der Temperatur zeigt Abb. 1. Hiernach beträgt die Strahlung eines schwarzen Körpers von 1500° C bereits $500 \cdot 10^3$ kcal/m² st. Die technische Bedeutung der Strahlung kann man sich daran klar machen, daß zur Erzeugung von 1 kg Dampf eine Wärmemenge von 600 kcal gehört. Hiernach würde also durch die Strahlung von 1 m² Oberfläche eines 1500° heißen, schwarzen Körpers über 800 kg Dampf stündlich erzeugt werden. Die mittlere Erzeugung in normalen Dampfkesseln beträgt demgegenüber höchstens bis 50 kg/m² st. Man ersieht daraus, daß, wenn auch die ultrarote Gasstrahlung nur einen verhältnismäßig kleinen Bruchteil dieser schwarzen Strahlung ausmacht, ihr eine technische Bedeutung zukommen muß. Die Größe der Strahlung ergibt sich aus der Kenntnis des ultraroten Absorptionsspektrums der betreffenden Gase, ihrer Temperatur und deren Absorptionskonstanten. Von technischer Bedeutung sind in erster Linie die Absorptionsspektren der Kohlensäure und des Wasserdampfes, weil diese beiden Gase stets in den Feuergasen auftreten. In Abb. 2 ist das ultrarote Absorptionsspektrum der Kohlensäure dargestellt. Stellt man sich eine praktisch unendlichstarke Kohlensäureschicht vor, d. h. eine solche, die in den Absorptionsbereichen alle einfallende Strahlung absorbiert, so ergibt sich die Größe dieser Strahlung folgendermaßen: nach dem Planckschen Strahlungsgesetz ist die Intensität der Strahlung für jede Wellenlänge und jede Temperatur durch folgende Gleichung bestimmt:

$$I_\lambda = 3{,}17 \cdot 10^{-8} \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{1,43}{T}} - 1} \; \frac{\text{kcal}}{\text{m}^2\,\text{st. cm}}.$$

Diese Intensität ist die Ordinate der Kurve von Abb. 2. Die Energie der Strahlung in einem bestimmten Wellenlängenbereich erhält man, wenn man mit der Breite des Bereiches $\Delta\lambda$ in cm multipliziert, also bei veränderlicher Intensität das Integral $I_\lambda \, d\lambda$ über dem Absorptionsbereich bildet. Diese Integration ist für jeden Absorptionsstreifen des betreffenden Gases getrennt auszuführen. Da sie in geschlossener Form nicht ausführbar ist, wählt man hierzu am besten die grafische Methode, d. h. man planimetriert in Abb. 2 die durch Schraffierung gekennzeichneten Absorptionsstreifen für jede Temperatur aus. — Um die Absorption von endlichen Gasschichten zu bestimmen, braucht



man zunächst die Breite der Absorptionsstreifen. Diese ist aus zwei Gründen schwer definierbar: erstens endet die Absorption nicht plötzlich, sondern die Banden haben an ihren Grenzen verhältnismäßig ausgedehnte Gebiete schwacher und immer schwächer werdender Absorption. Man

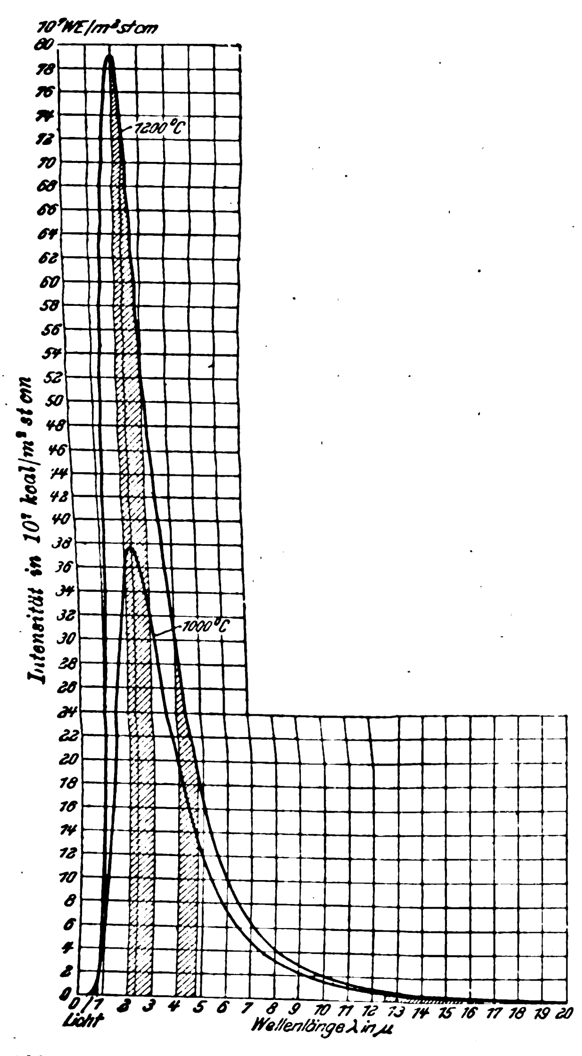


Abb. 2. Die Verteilung der Wärme- und Lichtstrahlung des schwarzen Körpers auf die einzelnen Wellenlängen.

hat infolgedessen bei der schwarzen Gasstrahlung kein bestimmtes Maß für die Schichtdicke, bei der die Gasstrahlung endgültig schwarz wird. Man wird, um wirklich keine nennenswerte Zunahme der Absorption mehr zu finden, aus diesem Grunde zu so hohen Schichtdicken übergehen müssen, daß schließlich auch noch Absorptionen wirksam werden, die heute wegen ihrer geringen Stärke noch nicht bekannt sind. Man wird ja überhaupt annehmen dürfen, daß jedes Gas in genügend starker Schicht wie ein schwarzer Körper strahlt. Man muß infolgedessen eine Grenze annehmen, oberhalb deren eine nennenswerte Zunahme der Absorption nicht mehr stattfindet. Diese Grenze findet man durch Weglassen der schwächsten Teile der Absorptionsstreifen. Eine zweite Schwierigkeit für die Feststellung der wirksamen Breite der Absorptionsstreifen liegt darin, daß sie aus einem Linienspektrum bestehen, zwischen denen unbekannte Bereiche mit verschwindend geringer Absorption liegen, während die Linien selbst in sich eine veränderliche Absorptionszahl haben. Man kann jedoch dieser Schwierigkeiten Herr werden, wenn man sich die Linien in differentielle Elemente $d\lambda$ unterteilt denkt und die einzelnen Differentiale so ordnet, daß sie eine stetig zunehmende Absorptionszahl vom Anfang bis zum Ende des Absorptionsbereiches haben. Wenn man sich die Linien gleich-

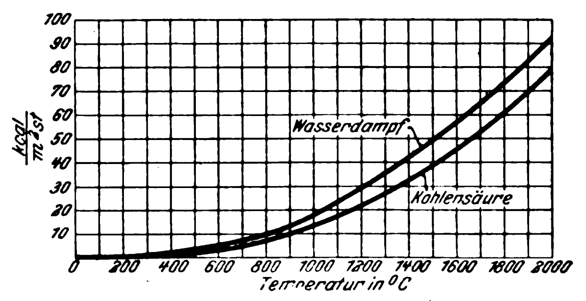


Abb. 3. Strahlung „unendlich" starker Gasschichten.

zeitig so zusammengeschoben denkt, daß zwischen ihnen keine freien Räume verbleiben, so erhält man die „wirksame Streifenbreite". Wie leicht einzusehen, ist diese bei bekannter Lage und Zahl der Absorptionsbanden am besten durch eine Anzahl von Messungen der Gesamtabsorption zu bestimmen, wie sie z. B. von Angström und Gerlach gemessen worden sind. Wenn diese Messungen mit verschiedenen Temperaturen der absorbierten Strahlung gemacht werden, läßt sich daraus die Lage und Breite der Absorptionsstreifen bestimmen. Die Summe der Absorptionsstreifen, ausgedrückt durch ihre wirksame Breite, ergibt, multipliziert mit der zugehörigen Intensität, die sogenannte schwarze Gasstrahlung (= Flächeninhalt der schraffierten Streifen in Abb. 2 mit entsprechend verringerter „wirksamer Breite"). Auch sie hat eine erhebliche Größe, wie Abb. 3 zeigt. Hiernach beträgt sie bei 1500° bei Kohlensäure $38{,}6 \cdot 10^3$ kcal/m² st = 8% der Strahlung des gleichheißen schwarzen Körpers. Die Wasserdampfstrahlung beträgt unter den gleichen Verhältnissen etwas über 10% der Strahlung des schwarzen Körpers. Die schwarze Wasserdampfstrahlung ist noch nicht ganz so sicher bestimmt, wie die der Kohlensäure. Der Anteil der schwarzen Gasstrahlung an der Gesamtstrahlung ist mit der Temperatur ziemlich stark veränderlich, weil

das Strahlungsmaximum mit steigender Temperatur sich verschiebt, während die Lage der Absorptionsbanden konstant bleibt. Leider reichen die heute vorliegenden Messungen der Gesamtabsorption bei Kohlensäure und erst recht bei Wasserdampf nicht aus, um die wirksame Streifenbreite bzw. die schwarze Gasstrahlung genau und auch für hohe Temperatur zu bestimmen. Immerhin ist aber ein guter Überblick über die Größenordnung bereits möglich, der es der Feuerungstechnik gestattet, nach den gefundenen Größen unter Beachtung der entsprechenden Vorsicht zu konstruieren.

Mit der Bestimmung der wirksamen Streifenbreite ist erst ein Faktor, der zur Berechnung der Gasstrahlung notwendig ist, bestimmt. Der zweite Faktor ist die Absorptionszahl, die dazu dient, nach dem Absorptionsgesetz die Absorption von Strahlung für endliche Schichtdicken zu bestimmen. Infolge der außerordentlich wechselnden Größe der Absorptionszahlen eines Gases ist nicht daran zu denken, etwa für ein Gas eine mittlere Absorptionszahl einzuführen, wie das bisher zuweilen schon geschehen ist. Im Gegenteil, es ist nicht einmal möglich, für einen einzelnen Streifen eine mittlere Absorptionszahl einzuführen, weil der Charakter der e-Funktion, die ja das Absorptionsgesetz darstellt, eine solche Mittelbildung nicht gestattet. Es bleibt nichts übrig, als eine Veränderlichkeit der Absorptionszahl auch bei ein und demselben Streifen in das Problem einzuführen. Die mathematische Lösung dieser Aufgabe ist für einfachere Abhängigkeiten der Absorptionszahl von der Wellenlänge verhältnismäßig leicht durchführbar. Des näheren sei hier auf die Originalarbeit über die Strahlung der Feuergase verwiesen.[1])

Man kommt auf diese Weise zu Formeln für die Stärke der Absorption von schwarzer Strahlung in endlichen Gasschichten, die sich leicht in Kurven darstellen lassen und die Berechnung der Absorption ermöglichen.

Mit der Absorption schwarzer Strahlung in endlichen Gasschichten ist jedoch die Strahlung dieser Gasschichten nicht identisch. Vielmehr ist die geometrische Form des strahlenden Gaskörpers von Einfluß. Über diesen Einfluß gibt eine Überlegung Aufschluß, die an anderer Stelle veröffentlicht worden ist.[2]) Es ergibt sich, daß ein Gaszylinder, der niedrig und breit ist, auf seine Grundfläche eine etwas größere Energie strahlt, als er von parallel axial durchgehender schwarzer Strahlung absorbiert, während ein hoher, dünner Zylinder auf seine Grundfläche etwas weniger strahlt, als er von axial durchgehender schwarzer Strahlung absorbiert. Man kann trotzdem die Formeln für die Absorption durchgehender Strahlung unendlich ausgedehnter Gasschichten von endlicher Dicke für die Strahlung geometrischer Gaskörper verwenden, wenn man einen Korrektionsfaktor einführt, dessen Wert je nach der Form des Körpers von etwa 0,7 bis etwa 1,2 schwankt. Dann gilt der Wert 0,7 für Kugeln und lange Zylinder mit geringer Absorptionsstärke, der Wert 1,2 für flache Zylinder, flache Parallelepipeda u. dgl.

Nach dem vorstehenden ist zur genauen Berechnung der Gasstrahlung erstens die Kenntnis der wirksamen Breite der einzelnen Streifen des Gases, zweitens des Verlaufs und der Größe der Absorptionszahl innerhalb der einzelnen Streifen erforderlich. Diese Messungen lassen sich sowohl auf direktem Wege, d. h. durch Messung der ultraroten Strahlung erhitzter Gasschichten mit Spektrometern sehr hoher Dispersion als auch durch Messung der Absorption von Gesamtstrahlung, die durch eine Gasschicht von bestimmter Stärke geht, bestimmen.

B) Physikalische Grundlagen der Strahlung leuchtender Kohlenwasserstofflammen.

Ein Mittel zwischen der selektiven ultraroten Strahlung der Feuergase und der Strahlung fester Körper bildet die Strahlung der Kohlenstoffsuspension, wie sie in Kohlenstoff-Flammen bei unvollkommener Mischung mit Luft entsteht. Eine ausführliche Darstellung der Strahlung von leuchtenden Flammen ist an anderer Stelle veröffentlicht worden.[3]) Danach nimmt die Absorptionszahl des feinverteilten Rußes mit steigender Wellenlänge ziemlich stark ab, und zwar ungefähr umgekehrt proportional der 0,9 ten Potenz der Wellenlänge, letztere in μ ausgedrückt. Für die Strahlung der verschiedenen geometrischen Formen leuchtender Flammen gelten die gleichen Überlegungen wie bei der eigentlichen Gasstrahlung, da auch sie ein für Strahlung durchlässiges Medium bilden, was zur Folge hat, daß ein Punkt ihrer Oberfläche von den verschiedensten Punkten im Innern der Flamme Strahlung erhält. Die vorliegenden Messungen zeigen, daß die verschiedenen Kohlenwasserstofflammen keine wesentliche Verschiedenheit in ihren spektralen Eigenschaften haben. Daher läßt sich die Strahlung von leuchtenden Flammen an sich verhältnismäßig genau berechnen. Leider liegt es aber in der Natur der Sache, daß eine Vorausberechnung dieser Strahlung nicht möglich ist, weil sie von der Zahl und Größe der Rußteilchen in der Volumeinheit der Flamme abhängt. Diese Zahl der Rußteilchen aber hängt nicht nur von der Art des brennenden Gases, sondern in fast noch stär-

[1]) Zeitschr. f. techn. Physik 5 (1924), 267 ff.

[2]) „Strahlung von leuchtenden Flammen". Zeitschr. f. techn. Physik 6 (1925), 538.

[3]) Zeitschr. f. techn. Physik 6 (1925), 530 ff.



kerem Maße von der Art des betreffenden Gasbrenners ab. Es ist daher aussichtslos, eine Berechnung etwa für die verschiedenen Kohlenwasserstoffe oder Gasarten im voraus anstellen zu wollen. Es bleibt nur der Weg, mit möglichst einfachen Messungen von Fall zu Fall diese Strahlung zu bestimmen. Als dieser Weg ergibt sich die Bestimmung der Differenz zwischen der schwarzen und der wahren Temperatur der leuchtenden Flamme. Die erstere wird durch das optische Pyrometer, die letztere durch ein besonderes Thermometer bestimmt, das zu Gastemperaturmessungen geeignet ist, z. B. das sogenannte Durchflußpyrometer.[4]) Mit Hilfe dieser gewonnenen Differenz läßt sich durch besondere Kurventafeln, die auf Grund der Absorptionseigenschaften der Rußsuspension in leuchtenden Flammen berechnet sind, ihre Strahlung bestimmen (a. a. O.). Da diese Bestimmung schwieriger ist, als wenn man nur eine Messung mit dem optischen Pyrometer zu machen hat, so liegt die Frage nahe, ob nicht die schwarze Temperatur der leuchtenden Flamme für sich ein wenigstens ungefähres Bild von der Größe ihrer Strahlung in kcal/m² st, bezogen auf ihre Oberfläche, ergibt. Leider zeigt die Rechnung, daß dies nicht der Fall ist, und daß ein solches Verfahren zu Fehlern bis zu 1000 % und mehr führen kann. Eine vorläufige Berechnung der Strahlung der Rußsuspension von leuchtenden Flammen ergibt, daß sie von solcher Größe ist, daß sie ebenfalls erhebliche technische Bedeutung beansprucht. Dies zeigen auch bereits aus der Feuerungstechnik vorliegende praktische Beobachtungen, die z. B. ergeben haben, daß die Siemens-Martinöfen mit leuchtenden Flammen besser betrieben werden können als mit nichtleuchtenden, auch, wenn die nichtleuchtenden Flammen mit einem hochwertigeren Gas erzeugt werden.

Bei einer leuchtenden Flamme überlagert sich die Strahlung der Rußsuspension mit der Strahlung der Kohlensäure und des Wasserdampfes in der Art, daß die Strahlung der Rußsuspension um einen Betrag geschwächt wird, der von der Größe der Strahlung der Kohlensäure und des Wasserdampfes dieser Flamme abhängt. Zum Beispiel wird man immer damit rechnen können, daß im Hauptabsorptionsgebiet der Kohlensäure bei $4{,}3\,\mu$ die Strahlung des Rußes vollkommen absorbiert und nur die Strahlung der Kohlensäure als schwarze Strahlung übrig bleibt. Da zwischen der Rußsuspension und den Flammengasen keine Temperaturdifferenz besteht, so ist es keine allzu schwierige Aufgabe, die Summe der Strahlungen der reinen Feuergase und der Kohlenstoffsuspension zu berechnen, die bei leuchtenden Kohlenwasserstoff-Flammen an die Oberfläche der Flamme dringen. Diese Berechnung hat aber vorläufig keine erhebliche Bedeutung, weil von den Feuergasen nur etwa 20 % von durchgehender Gesamtstrahlung absorbiert werden, so daß also etwa 80 % der Strahlung der Kohlenstoffsuspension unabsorbiert zur Wirkung gelangen würden. Voraussetzung ist hierbei allerdings, daß bei höheren Temperaturen die heute schon bekannten schwachen Nebenbanden der Kohlensäure und des Wasserdampfes nicht so stark werden, daß sie ebenfalls zur Bedeutung gelangen. Diese Möglichkeit besteht deshalb, weil manche Beobachtungen der Technik darauf hinzuweisen scheinen, daß die Gasstrahlung der reinen, nichtleuchtenden Feuergase nennenswert größer ist, als sie die Rechnung ergibt.

C) Die ultrarote Gasstrahlung in der Technik.

Es wurde einleitend bereits auseinandergesetzt, daß auch der ultraroten Gasstrahlung ein erheblicher Anteil an der industriellen Wärmeübertragung zukommen muß, selbst wenn sie nur wenige Prozent der Strahlung des gleich heißen schwarzen Körpers beträgt. In der Tat hat sich in den letzten beiden Jahren herausgestellt, daß der ultraroten Strahlung der Kohlensäure und des Wasserdampfes eine erhebliche Bedeutung zukommt, die in Einzelfällen so groß ist, daß sozusagen der ganze nutzbare Wärmeübergang durch diese Strahlung erfolgt. Die wichtigsten Fälle der industriellen Wärmeübertragung, in denen die ultrarote Gasstrahlung eine besondere Bedeutung hat, sind die Industrieöfen und die Dampfkessel. Schon diese beiden Namen zeigen, um welch wirtschaftlich bedeutungsvolles Problem es sich hier handelt, sind doch die Öfen und die Kessel die Hauptkohlenverbraucher der deutschen Wirtschaft. Einen Einblick in die in Frage kommenden Verhältnisse mag Abb. 4 geben, in dem ein typischer Walzwerksofen dargestellt ist. Wie man sieht, strömen die verbrannten glühenden Gase hier zwischen dem Einsatzmaterial und dem Gewölbe auf eine Strecke von 10—20 m durch den Ofen und geben auf ihrem Wege ihre Wärme an das Einsatzmaterial ab. Gleichzeitig heizen sie aber das Gewölbe, welches seinerseits seine empfangene Wärme durch Strahlung an das Einsatzmaterial weitergibt und so als mittelbare Heizfläche zu interessanten Wechselwirkungen der Strahlung führt. Die wahre Gasgeschwindigkeit in solch einem Ofen beträgt etwa 5—10 m/sec. Wenn man die bisher bekannten Messungen des Wärmeüberganges durch Berührung (Konvektion und

[4]) Vgl. Mitteilung Nr. 92 der Wärmestelle Düsseldorf des V. d. E. 1926. „Versuche mit Durchflußpyrometern" von M. Wenzl und E. Schulze, Oberhausen.

Abb. 4. Schema eines Walzwerksofens.

Leitung) auf diese Verhältnisse anwendet, so kommt man zu Wärmeübergangszahlen, die die Größenordnung 10 kcal/m² st °C haben. Die vorliegenden Messungen zeigen demgegenüber, daß insgesamt Wärmeübergangszahlen von der Größenordnung 100 kcal/m² st °C auftreten. Ähnliche Verhältnisse liegen bei den Kesseln vor, bei denen z. B. der Flammrohrkessel eine vollkommen sinnlose Konstruktion wäre, wenn die Gasstrahlung nicht existiere; denn der Wärmeübergang durch Berührung ist bekanntlich stark abhängig von der Geschwindigkeit und nimmt im allgemeinen mit der 0,8 ten Potenz der Gasgeschwindigkeit zu, er nimmt andererseits mit steigendem Kanaldurchmesser ab. Man hat also im Flammrohrkessel infolge der großen freien Gasquerschnitte und der dadurch verringerten Gasgeschwindigkeit und infolge des großen Durchmessers und der dadurch ebenfalls verringerten Wärmeübergangszahl alle Verhältnisse geschaffen, um eine möglichst ungünstige Wärmeübertragung durch Berührung zu erhalten. Trotzdem aber hat sich der Flammrohrkessel vorzüglich bewährt und leistet, was das eigentliche Flammrohr betrifft, vorzügliches. Die Erklärung ist auch in diesem Falle nur durch den erheblichen Einfluß der ultraroten Gasstrahlung zu finden. In der Tat haben mich diese Widersprüche seinerzeit dazu geführt, die technische Bedeutung der Gasstrahlung durch genauere quantitative Verfolgung ihrer physikalischen Eigenschaften zu erforschen.

Es ist für die Konstruktion der einzelnen Feuerungsanlagen keineswegs gleichgültig, ob der Wärmeübergang hauptsächlich durch Konvektion oder durch Strahlung erfolgt. Es wurde soeben erwähnt, daß der Wärmeübergang durch Konvektion zu seiner größtmöglichen Steigerung hohe Geschwindigkeiten und kleine Kanaldurchmesser verlangt. Genau das Gegenteil ist bei der Wärmeübertragung durch ultrarote Gasstrahlung der Fall. Diese verlangt zu ihrer größten Wirkung möglichst große Schichtdicken und möglichst geringe Geschwindigkeiten, um eine möglichst gute Ausnutzung der Gaswärme zu erhalten. Denn da die Strahlung unabhängig von der Gasgeschwindigkeit ist, wird die Wärmeabgabe des einzelnen Gasteilchens um so vollständiger werden, je länger es sich im Strahlungsaustausch mit der Heizfläche befindet. Um diesen Widerspruch der beiden Wärmeübergangsgesetze in der richtigen Form für die Feuerungstechnik auszuwerten, ist es erforderlich, die Gesetze der beiden verschiedenen Wärmeübertragungen genau zu kennen. In Abb. 5 ist die Abhängigkeit der Strahlung von kohlensäure- und wasserdampfhaltigen Ab-

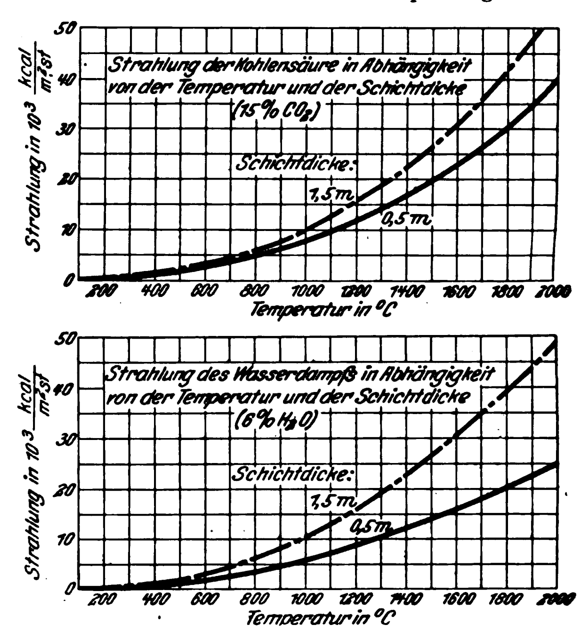


Abb. 5. Strahlungsdiagramme von Abgasen.

gasen von der Schichtdicke und der Temperatur dargestellt. Danach ist die Abhängigkeit um so stärker, je höher die Temperatur der strahlenden Feuergase liegt. Diese Erscheinung ist mittelbar auf das Wiensche Verschiebungsgesetz zurückzuführen, nach dem das Strahlungsmaximum mit steigender Temperatur nach kürzeren Wellenlängen wandert, während die Lage der Absorptionsbanden der Feuergase annähernd unverändert bleibt. Infolgedessen gewinnen mit steigender Temperatur die kurzwelligeren Banden der Kohlensäure und des Wasserdampfes, die bei $\sim 2,7\,\mu$ liegen, steigende Bedeutung. Da diese Banden wesentlich geringere Absorptionszahlen aufweisen als die Hauptbanden, von denen die der Kohlensäure bei $4,3\,\mu$ liegt, ist die Abhängigkeit von der Schichtdicke um so stärker, je näher das Maximum der Strahlung diesen kurzwelligen Banden liegt. Aus Abb. 5 folgt, daß die Strah-

lung einer 1,5 m starken Feuergasschicht (CO_2 + H_2O) normaler Zusammensetzung bei 1600° C etwa 60000 kcal/m² st beträgt. Es wurde eingangs bereits der Vergleich mit Dampfkesseln angeführt, um die relative Größe solcher Strahlungen zu erkennen. Es würden also hiernach auf 1 m² strahlender Gasoberfläche etwa 100 kg Dampf je st entfallen, eine recht erhebliche Leistung. Die hier aufgeführten Schichtdicken von 1,5 m treten insofern häufig in der Technik auf, als die Konzentrationen, besonders des Wasserdampfes, meistens höher als die hier angeführten sind, so daß als normale Schichtdicke etwa 1 m herauskommen würde, wie sie bei Flammrohrkesseln z. B. gewöhnlich ist.

Da, wie eben ausgeführt, in vielen Fällen die Gasstrahlung einen überwiegenden Einfluß auf die Wärmeübertragung hat, so wird in vielen Fällen die Feuerungstechnik danach zu konstruieren haben, daß die Gasstrahlung auf ein Höchstmaß steigt, auch wenn die Wärmeübertragung durch Konvektion darunter leidet. In der Tat ist dieses bereits jetzt auf Grund der praktischen Erfahrungen ohne Kenntnis der Gesetze der Gasstrahlung in verhältnismäßig weitgehendem Maße geschehen. Abgesehen von dem schon genannten Beispiel des Flammrohrkessels ist z. B. der Ofenbau heute zu einer gewissen Normalgestalt der Feuerung gekommen, wie sie z. B. in Abb. 4 vorgeführt wurde. Bei diesen Walzwerksöfen ist der sogenannte Ziehherd, d. h. die Stelle, wo die höchsten Temperaturen herrschen, wesentlich höher gebaut als die übrigen Teile, wo niedrige Temperaturen herrschen. Man wird nicht fehl gehen, diese aus der Erfahrung entstandene Konstruktion auf die Eigenschaft der Gasstrahlung zurückzuführen, daß sie eine um so stärkere Zunahme mit steigender Schichtdicke zeigt, je höher die Temperatur liegt. Eine ähnliche Entwicklung hat sich im Kesselbau vollzogen, bei dem die modernen Hochleistungskessel zu enormen Feuerräumen an den Stellen übergegangen sind, wo die höchsten Temperaturen herrschen. Ein solcher Hochleistungskessel ist in Abb. 6 dargestellt. Hier ist in besonders schöner Weise das Prinzip verwirklicht, daß an den Stellen, wo die Strahlung den größten Einfluß hat, die größten Schichtdicken aufzutreten haben, dagegen an den Stellen, wo die Konvektion den überwiegenden Anteil gewinnt, die Schichtdicken klein und die Strömungsgeschwindigkeit groß zu wählen sind. Dies hat dazu geführt, die Heizfläche der Kessel zu unterteilen und in Rohre aufzulösen, die den abgekühlten Gasen durch Konvektion ein Maximum von Wärme entziehen und trotzdem die volle Strahlung der darunter befindlichen Gasmassen aufnehmen. Solche Kessel haben daher auch zu gewaltigen Leistungen geführt und bürgern sich heute auf der ganzen Welt ein.

Leider besteht wegen der ungenauen Kenntnis sowohl der wirksamen Streifenbreiten als auch des Verlaufes und der Größe der Absorptionszahlen der einzelnen Streifen heute noch nicht die Möglichkeit, die durch Strahlung erfolgenden Wärmeübergänge im voraus ganz genau zu berechnen. Trotzdem sind aber Überschlagsrechnungen heute durchaus am Platze und gestatten bereits die Vornahme von Konstruktionen nach den Gesichtspunkten, die ich hier soeben ausführen durfte.

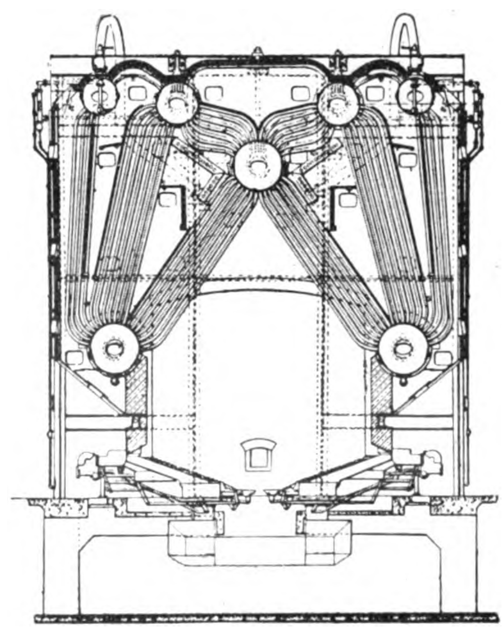


Abb. 6. Moderner Hochleistungsdampfkessel.

Infolge der großen Intensität der ultraroten Gasstrahlung ist es selbstverständlich, daß diese auf die entwickelten Flammentemperaturen einen erheblichen Einfluß ausüben muß. Wie die Rechnung und auch die Beobachtung zeigt, ist dieser Einfluß auf kurze Flammen, wie sie z. B. im Bunsenbrenner entstehen, bedeutungslos, weil diese Flammen eine zu hohe Bildungsgeschwindigkeit haben, so daß das einzelne brennende Teilchen nur kurze Bruchteile einer Sekunde Zeit hat, abzustrahlen. Anders ist es bei den technischen Flammen, die eine Länge von mehreren Metern erreichen und unter Umständen eine ganze Sekunde brauchen, bis ein Teilchen vom Beginn der Flamme bis zu ihrem Ende gekommen ist. In diesem Falle ist die Abstrahlung so erheblich, daß eine bedeutende Senkung der Verbrennungstemperatur erfolgt. Auf diese Gründe ist es zurückzuführen, daß es in der Technik niemals gelingt, die theoretisch errechnete Verbrennungstemperatur von Gasen zu erreichen.

Der Einfluß wird natürlich um so stärker, je höher die Temperaturen liegen, und führt dazu, daß z. B. im Siemens-Martinofen, wo theoretisch Gastemperaturen von 2500 °C und darüber auftreten sollten, nur solche von 1800—1900 °C erreicht werden. Diese Grenze liegt so tief, daß z. B. die Dissoziation der Feuergase, der man zuweilen einen wesentlichen Teil der Schuld für die Nichterreichung hoher Temperaturen gibt, praktisch noch keine Rolle spielt.

D) Unmittelbare Messungen der ultraroten Gasstrahlung.

Da bisher wegen der großen Versuchsschwierigkeiten entscheidende Laboratoriumsmessungen des

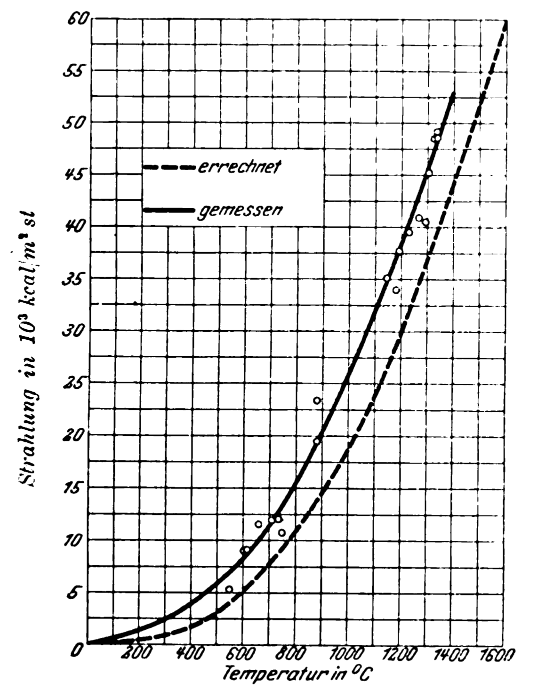


Abb. 7. Gasstrahlung.

ultraroten Spektrums der Feuergase bei Temperaturen über 300° C noch nicht gemacht worden sind, ist es von großer Bedeutung, Messungen zu erhalten, die bei wesentlich höheren Temperaturen gemacht worden sind. Es wurde vorhin schon darauf hingewiesen, daß bei den Industriefeuerungen Wärmeübergänge auftreten, die sehr viel höher sind, als sie nach den derzeitigen Kenntnissen zu erwarten wären. Eine genauere Verfolgung des Wärmeüberganges in diesen Feuerungen ergibt aber darüber hinaus, daß der Wärmeübergang auch höher ist, als er sich aus der heutigen Kenntnis der Gasstrahlung und des Wärmeüberganges durch Konvektion zusammen errechnen läßt. Der Grund wird wahrscheinlich sein, daß bei höheren Schichtdicken die schwächeren Banden, die bei der Berechnung der Strahlung unberücksichtigt geblieben sind, Einfluß gewinnen und die Strahlung beträchtlich verstärken. Insofern müßten die bisher aufgestellten Gasstrahlungsformeln ein Mindestmaß der Strahlung ergeben. Abb. 7 zeigt Messungen, die von Lent und Thomas[5]) an einer besonderen Versuchsstrecke gemacht worden sind. Nach diesen Messungen stimmen die errechneten Werte mit einer für die Technik vorerst ausreichenden Genauigkeit mit den gemessenen Werten überein, ein Zeichen dafür, daß grundlegende Fehler der Formeln nicht vorliegen. Daß die errechneten Werte unter den gemessenen liegen, kann einerseits darauf zurückzuführen sein, daß die errechnete Strahlung auch in diesem Falle, wo überwiegend Kohlensäure auftritt, hinter der wahren Strahlung zurückbleibt. Es ist aber auch nicht ganz ausgeschlossen, daß die gemessene Strahlung etwas zu hoch liegt, weil die wahre Gastemperatur mit dem damals noch nicht genügend vollkommen entwickelten Durchflußpyrometer gemessen worden ist. In Abb. 8 sind die Ergebnisse der Messungen von Möller und Schmick[6]) wiedergegeben, die sie an Bunsenflammen mit in absichtlich weiten Grenzen veränderter Konzentration der strahlenden Gase und der Temperatur durchgeführt haben. Die Übereinstimmung der gemessenen und berechneten Werte ist ebenfalls als ausreichend zu bezeichnen. Die Rechnungen sind in allen Fällen nach dem in der erwähnten Arbeit (Zeitschrift für techn. Physik 1924, S. 267/78) angegebenen Verfahren durchgeführt. Eine Messung aus der unmittelbaren Praxis zeigt Abb. 9, in der der Verlauf der Wärmeübergangszahl in einem Hochofenwinderhitzer dargestellt ist. Die Messungen wurden in einem groß angelegten Versuch[7]) an einem in Betrieb befindlichen Apparat vorgenommen.

Temperatur °C	Schichtdicke m	CO_2 %	H_2O %	Strahlung in WE/m² st berechnet	Strahlung in WE/m² st beobachtet	Wärmeübergangszahl WE/m² st u. °C
1350	0,016	10,1	15	4800— 6300	5100	4,7
1360	0,016	9,7	14	4700— 6200	5100	4,7
1175	0,016	7,5	13	3000— 4050	3400	3,7
1250	0,016	8,5	14	3600— 5000	3800	3,7
1375	0,016	66	27	10700—11000	10600	9,6
1300	0,016	70	22	9300— 9600	9900	9,6

Abb. 8. Strahlung von Bunsenflammen nach Möller und Schmick.

[5]) Mitteilung Nr. 65 der Wärmestelle Düsseldorf des V. d. E. „Versuche über die Eigenstrahlung der Gase (1924), S. 208 ff.

[6]) Wissenschaftliche Veröffentlichungen aus dem Siemens-Konzern 1925, Bd. IV, S. 239 ff.

[7]) Mitteilung Nr. 82 der Wärmestelle des V. d. E. „Versuch an einem neuzeitlichen Winderhitzer auf der Charlottenhütte in Niederschelden (1926), S. 500 ff.

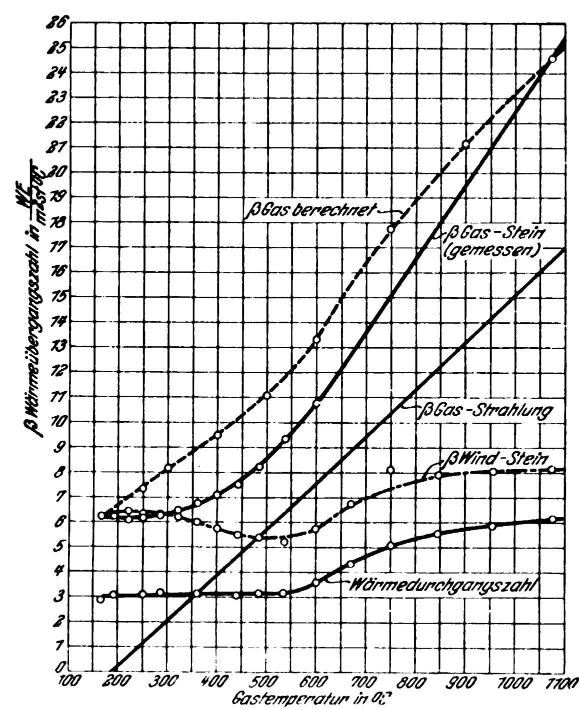


Abb. 9. Wärmeübergangszahlen im Winderhitzer.

Bemerkenswert ist dabei, daß der beobachtete Wärmeübergang in den Bereichen mittlerer Temperaturen merklich hinter dem als Summe des

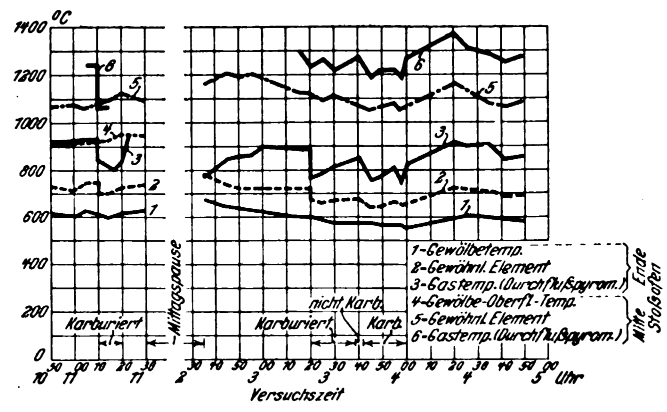


Abb. 10. Temperaturverlauf im Stoßofen mit und ohne Karburierung.

Wärmeübergangs durch Konvektion und durch Strahlung berechneten zurückbleibt. Wenn man dabei bedenkt, daß die Berechnung unter Zugrundelegung eines mittleren Schwärzegrades der bestrahlten Heizfläche von 80 % ausgeführt wurde, so ist man versucht, in dieser Voraussetzung die Ursache der Abweichung zu finden. Es besteht ja die Möglichkeit, daß die Absorption der in Frage kommenden mit Hochofengichtstaub bedeckten Steine stark selektiv verläuft, und daß sie bei niedrigen Temperaturen ein wesentlich geringeres Absorptionsvermögen für die ultrarote Gasstrahlung aufweist als bei den höheren Temperaturen. Dies führt zu einer weiterhin sehr bedeutsamen Frage, die die messende Strahlungsphysik angeht, nämlich, wie das Absorptionsspektrum der in der Technik gebräuchlichen Oberflächen, also feuerfester Steine, Schlacke, Asche, Gichtstaub usw. aussieht. Ohne eine genaue Kenntnis dieses möglicherweise stark selektiven Absorptionsspektrums, auch bei hoher Temperatur, wird es nicht möglich sein, eine genaue Berechnung der durch Gasstrahlung übergehenden Wärme durchzuführen.

Abb. 10 zeigt eine neue interessante Messung, die den Temperaturverlauf in einem Walzwerksofen, wie er vorhin dargestellt wurde, wiedergibt. In diesem Ofen wurde die Flamme von Zeit zu Zeit mit etwas Benzol karburiert, dessen Menge so bemessen war, daß nicht mehr als 3 % des in Form von Gas zugeführten Heizwertes als Benzol ins Feuer geträufelt wurde. Der Erfolg ist an den Gastemperaturen deutlich zu merken. Sie fallen in demselben Augenblick, in dem das Benzol zugeführt wird, um einen Betrag von der Größenordnung 100 ° C. Dies läßt auf eine erhebliche Steigerung der Wärmeabgabe des Gases schließen und diese ist wiederum durch den Rauch hervorgerufen, den das unvollkommen verbrennende Benzol im Gasraum erzeugt. Der Rauch war dabei keineswegs so erheblich, daß man von einem nennenswert rauchenden Schornstein sprechen könnte. Diese Messung ist ein Beispiel dafür, welche Bedeutung die Strahlung der Rußsuspension in leuchtenden Flammen hat. Es ist dabei zu bedenken, daß das Benzol erst an einer Stelle zugeführt wurde, wo der Höchstwert der Flammentemperatur bereits überschritten war, also noch nicht eine so starke Wirksamkeit entfalten konnte, als es bei leuchtenden Flammen der Fall ist, die von Beginn ihrer Entwicklung an stark leuchten. Die hier beobachtete Vermehrung der Wärmeübertragung ist vielmehr als eine Art „Rauchstrahlung“ anzusprechen. Auch der Verfolgung der hiermit zusammenhängenden Erscheinungen kommt technische Bedeutung zu.

(Eingegangen am 16. September 1926.)

Die deutsche Einheit der Röntgenstrahlendosis.

Von Hermann Behnken und Robert Jaeger.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Inhalt: Ausmessung von Röntgendosen in „R“ nach verschiedenen Methoden und Vergleich der Ergebnisse. Vorschläge zur internationalen Vereinheitlichung.

Immer wieder wird in der einschlägigen Literatur der Wunsch nach einer internationalen physikalisch definierten Dosiseinheit für die Röntgentherapie laut.[1]) In Deutschland, wo sich auf Grund von Anregungen aus der Röntgenindustrie die Physikalisch-Technische Reichsanstalt seit einigen Jahren intensiv mit diesem Problem befaßte, hat dieser Wunsch eine weitgehende Erfüllung gefunden, indem sich hier die Deutsche Röntgengesellschaft Vorschläge der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt [2]) hinsichtlich der Definition einer Dosiseinheit zu eigen machte und ihren Mitgliedern empfahl, sich dieser Einheit allgemein zu bedienen. Die von der Deutschen Röntgengesellschaft zusammen mit der Reichsanstalt formulierte Definition der Dosiseinheit hat folgenden Wortlaut:

„Die absolute Einheit der Röntgenstrahlendosis wird von der Röntgenstrahlenenergiemenge geliefert, die bei der Bestrahlung von einem ccm Luft von 18° C Temperatur und 760 mm Quecksilberdruck bei voller Ausnutzung der in der Luft gebildeten Elektronen und bei Ausschaltung von Wandwirkungen eine so starke Leitfähigkeit erzeugt, daß die bei Sättigungsstrom gemessene Elektrizitätsmenge eine elektrostatische Einheit beträgt. Die Einheit der Dosis wird „1 Röntgen" genannt und mit „R" bezeichnet.

Ein besonderer Vorzug dieser Definition wurde von vornherein darin erblickt, daß sie nicht an ein bestimmtes Meßgerät gebunden ist. Sie beruht lediglich auf einer bestimmten von der Natur gegebenen Eigenschaft der atmosphärischen Luft, ähnlich wie die Definition der Wärmeeinheit, der Kalorie, auf einer naturgegebenen Eigenschaft des Wassers beruht. In diesem Sinne ist die deutsche Einheit eine absolute Einheit im Gegensatz zu einer weiter unten näher zu betrachtenden, in Frankreich benutzten Einheit, die durch ein bestimmtes Gerät definiert werden muß. Hieraus folgt, daß irgendwelche Versuchsanordnungen, die es ermöglichen, die hier in Frage kommende Eigenschaft der Luft, nämlich ihre Ionisierbarkeit durch Röntgenstrahlen, einwandfrei zu bestimmen, auch geeignet sind zur Dosismessung in „Röntgen". Wir haben uns die Aufgabe gestellt, hierfür den experimentellen Beweis zu liefern und dabei gleichzeitig zu ermitteln, mit welcher Genauigkeit wir die „R"-Einheit zurzeit angeben können. Dies kann offenbar dadurch geschehen, daß man mit verschiedenen Versuchsanordnungen, von welchen man erwartet, daß sie die Ionisation einer bestimmten Luftmenge definitionsgemäß zu messen erlauben, eine und dieselbe Röntgenstrahlung ausmißt und feststellt, inwieweit die verschiedenen Meßmethoden das gleiche Ergebnis liefern.

Auf Grund der bis heute vorliegenden Literatur ist von drei verschiedenen Arten von Ionisationskammern anzunehmen, daß sie für die beabsichtigte Messung geeignet sind. Das sind — mit bereits eingebürgerten Schlagwörtern bezeichnet — die folgenden:

1. die „Druckluftkammer" [3]),
2. die „Faßkammer" [4]),
3. die „Luftwändekammer" [5]).

Von der Druckluftkammer kommen drei Variationen in Frage. Wir betrachten zunächst die von Behnken in seiner ersten Arbeit angewendete Form. Sie ist schematisch in Abb. 1a dargestellt. Um die Definition der Dosiseinheit zu erfüllen, sind dabei folgende Mittel angewendet: Die Abgrenzung eines bestimmten Luftvolumens geschieht nach dem Vorgange von Friedrich[6]) mit Hilfe von geerdeten Hilfselektroden $E_2 E_2$, welche sich vor und hinter der eigentlichen Meßelektrode E_1 befinden. Sie bewirken, daß nur die in dem mittleren, durch gestrichelte Linien abgegrenzten Raume vorhandenen Ionen gemessen werden. Das durchstrahlte Volumen V, welches diese Ionen liefert, ist gegeben als Produkt aus der Fläche der Vorderblende B und der Länge der Meßelektrode E_1. Die Ausnutzung aller in dem durchstrahlten Volumen V gebildeten Elektronen ist durch eine genügende Erhöhung des Druckes in der Kammer gewährleistet, welche zur Folge hat, daß die Weglängen der erzeugten Elektronen so weit verringert werden, daß sie ihre gesamte Energie für die Ionisation verbraucht haben, ehe sie an die Kammerwände gelangen. In ähnlicher Weise bewirkt die Druckerhöhung die Ausschaltung von Wandwirkungen in den Fenstern FF, indem die unter dem Einfluß der Röntgenstrahlen hier austretenden Elektronen verhindert werden, über den Bereich der Schutzelektroden $E_2 E_2$ hinaus in den eigentlichen Meßbereich von E_1 zu gelangen. Das Kriterium dafür, wie hoch der Druck in der Kammer für die Messung zu wählen ist, liefert die Aufnahme einer Druckionisationskurve, wie

---

[1]) Z. B. S. Russ und L. H. Clark, Phil. Mag. (6) **44** (1922), 1159. E. C. Ernst, Radiology **6** (1926), 191. A. Béclère, Strahlentherapie **21** (1926), 459.

[2]) H. Behnken, Zeitschr. f. techn. Physik **5** (1924), 3—16.

[3]) H. Behnken, Zeitschr. f. techn. Physik **5** (1924), 3. O. Berg, W. Schwerdtfeger und R. Thaller, Wissenschaftliche Veröffentlichungen aus dem Siemenskonzern **3** (1924), 162.

[4]) H. Holthusen, Fortschritte auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen **26** (1919/20), 211. Vgl. auch O. Gaertner, Strahlentherapie **22** (1926), 379.

[5]) H. Fricke und O. Glasser, Fortschritte auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen **33** (1925), 239 und Zeitschr. f. Physik **29** (1924), 374.

[6]) W. Friedrich in B. Krönig und W. Friedrich, Physikalische und biologische Grundlagen der Strahlentherapie, Berlin 1918.

sie in Abb. 1a wiedergegeben ist. Die von Behnken[7]) schon früher erläuterte Entstehung dieser Kurve ist folgende:

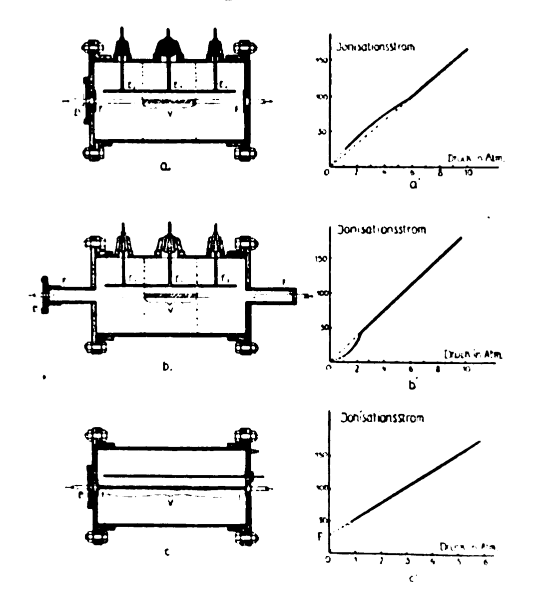


Abb. 1. Verschiedene Formen von Druckluftkammern.

Bei niedrigen Drucken überwiegen im eigentlichen Meßvolumen solche Ionen, die durch Wandelektronen von den Fenstern aus entstehen. Je mehr der Druck ansteigt, um so mehr treten diese infolge der Verkürzung ihrer Reichweite zurück gegen solche Ionen, die durch Elektronen aus der im durchstrahlten Volumen V befindlichen Luft entstehen. Von einem bestimmten Druck an — in dem Beispiel der Abbildung etwa 6 Atm. — werden die letzteren allein gemessen, was sich dadurch kundgibt, daß von nun an die gemessene Ionisation mit dem Drucke proportional ansteigt. Man hat also unter den in den Abb. 1a beispielshalber herausgegriffenen Verhältnissen mit mindestens sieben Atmosphären zu arbeiten, um richtig zu messen.

Eine andere typische Form der Druckluftkammer ist von Berg, Schwerdtfeger und Thaller[8]) beschrieben worden. Sie unterscheidet sich von der zuerst besprochenen Form dadurch, daß die Fenster FF durch besondere auf die Deckel aufgesetzte Rohrstücke von der Meßelektrode E_1 weit weggerückt sind, so daß schon hierdurch das Übertreten von Wandelektronen in den Meßraum verhindert wird. (Vgl. Abb. 1b.) Eine solche Kammer zeigt deshalb einen anders gearteten Verlauf der Druckionisationskurve, welcher von den drei genannten Verfassern gedeutet und auch von uns bestätigt wurde. (Abb. 1b.) Danach ist bei ganz niedrigen Drucken die Ausnutzung der im durchstrahlten Volumen gebildeten Elektronen keine vollständige, indem diese vorzeitig die Kammerwände erreichen und damit für die Ionisation ausfallen. Erst von etwa 2 Atm. an ist die volle Ausnutzung erreicht, was sich wiederum durch einen druckproportionalen Anstieg der Kurve von diesem Punkte an kundgibt. Man sieht, daß man mit einer solchen Kammer mit niedrigeren Drucken arbeiten kann als mit der zuerst besprochenen Form. Diese Kammer wird daher auch bei den Eichungen von Dosismessern in der Reichsanstalt meist angewandt.

Wir haben nun noch eine dritte Form einer Druckluftkammer untersucht, bei der keine Schutzelektroden zur Verwendung kommen, und bei der die Definition des durchstrahlten Volumens durch Fenster erfolgt. Diese Form veranschaulicht Abb. 1c. Bei einer solchen Kammer ist die Wandwirkung keineswegs ausgeschlossen. Sie wird vielmehr in voller Größe mitgemessen, kann aber ihrer Größe nach festgestellt und rechnerisch in Abzug gebracht werden. In welcher Weise dies zu geschehen hat, zeigt wieder die Druckionisationskurve, die in Abb. 1c abgebildet ist. Hier überlagert sich über die von den Luftelektronen erzeugte Ionisation die Ionisation durch die Fensterelektronen. Bei ganz niedrigen Drucken kommt sie noch nicht voll zur Geltung, da viele oder gar alle Elektronen vorzeitig in der Kammerwand aufgefangen werden. Steigert man aber den Druck und setzt dadurch die Reichweite der Fensterelektronen herab, so erreicht man bald einen Punkt, wo deren volle Ausnutzung erreicht ist, so daß der Ionisationsbeitrag der Fensterelektronen bei weiterer Druckzunahme nicht mehr ansteigt, wohl aber die Ionisation infolge der Luftelektronen, da ja deren Anzahl bei zunehmendem Druck und damit zunehmender Röntgenstrahlabsorption weiter ansteigt, und zwar proportional mit dem Druck. Wir erhalten also bei genügend hohem Druck zwar einen geradlinigen Anstieg der Kurve, aber einen solchen, dessen rückwärtige Verlängerung nicht durch den Nullpunkt hindurchgeht, sondern die Ordinatenachse in einem positiven Punkte P schneidet. Durch die Strecke PO ist die Größe der Wandwirkung, die von der gemessenen Ionisation abzuziehen ist, um die reine Luftwirkung zu bekommen, gegeben. Diese Deutung der Kurve konnten wir dadurch stützen, daß wir das Fenstermaterial variierten. Da die Fensterwirkung mit der Röntgenstrahlenabsorption des Fenstermaterials, durch welche ja dessen Elektronenemission bedingt ist, erheblich zunimmt, so ist zu erwarten, daß der „Fensterzusatz“ OP mit der Atomnummer des Fenstermaterials stark ansteigt. Daß dies in der Tat der Fall ist, zeigt Abb. 2, die mehrere

[7]) Behnken, a. a. O.

[8]) Berg, Schwerdtfeger und Thaller, a. a. O.

Druckionisationskurven bei verschiedenen Fenstermaterialien darstellt.

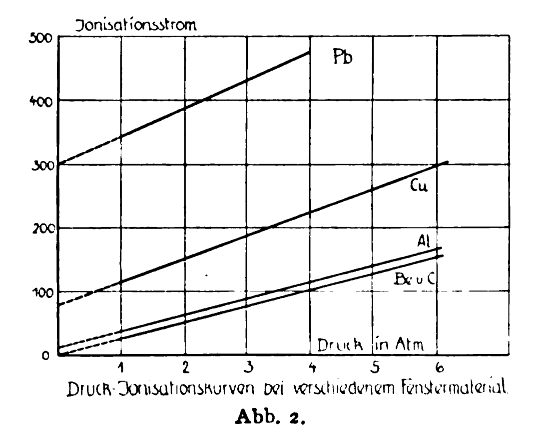


Abb. 2.

Die isolierte Fensterwirkung als Funktion des Fenstermaterials ist durch Abb. 3 dargestellt, die somit wenigstens qualitativ den Verlauf des Elektronenemissionsvermögens verschiedener Stoffe bei Röntgenbestrahlung wiedergibt. Natürlich wird

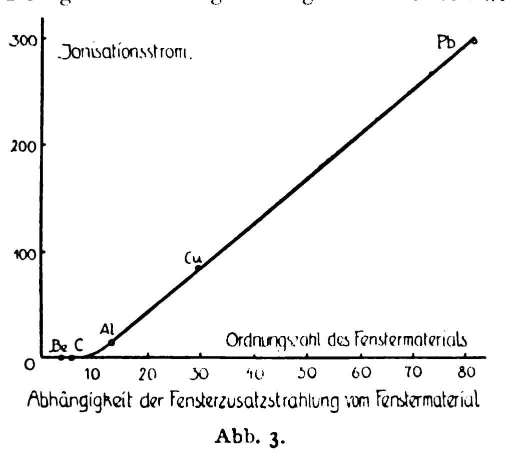


Abb. 3.

der quantitative Verlauf aller hier besprochenen Erscheinungen durch die Strahlenqualität beeinflußt. Es kommt hier zunächst aber nur auf das Typische der Vorgänge an. Die bisher gegebenen Beispiele gelten für eine Strahlung, die von einer Coolidgeröhre bei einer nahezu konstanten Betriebsspannung von etwa 150 kV und bei Filterung durch etwa 0,5 mm Kupfer emittiert wird. Es handelt sich also keineswegs um eine homogene Strahlung im physikalischen Sinne.

Die vorstehenden Ergebnisse führen zu dem Schluß, daß alle drei Formen von Ionisationskammern nahezu gleich gut geeignet sein sollten, die reine Luftionisation und damit die Röntgendosis absolut zu messen. Bei den Formen a) und b) ersieht man aus dem Verlauf der Druckionisationskurve, daß die störenden Nebeneinflüsse bei genügend hohen Drucken von selbst ausgeschaltet werden. Bei der Form c) dagegen ist die Größe des störenden Fenstereinflusses aus der Gestalt der Druckionisationskurve zu entnehmen und als Korrektur anzubringen. Jede Druckluftkammer kann also durch Aufnahme der Druckionisationskurve in sich selbst kontrolliert werden. Hier sei noch eine weitere wichtige Eigenschaft der Druckionisationskurve kurz erwähnt, nämlich ihre Eignung zur Kontrolle der Dichtigkeit der Kammer. Es wurde bei unseren Messungen so verfahren, daß die Kammer über ein Reduzierventil an eine Vorratsflasche mit Druckluft angeschlossen blieb. Das den Kammerdruck messende Manometer befand sich an der Luftzuführungsleitung unmittelbar vor der Einmündung in die Druckkammer. Schon bei geringen Undichtigkeiten der Kammer, die sich nicht ohne weiteres verrieten, wurden die Druckionisationskurven erheblich deformiert. Die Druckmessung wurde gefälscht, indem das Manometer einen zu hohen Druck anzeigte. Sorgfältige Dichtung ist also vonnöten und durch die Druckionisationskurve zu kontrollieren.

Es wurden nun Vergleichsmessungen mit den beiden Druckkammerformen b) und c) bei verschiedenen Strahlenqualitäten ausgeführt, deren Ergebnisse in der unten stehenden Tabelle aufgeführt sind. Die „historische“ Form a) wurde hier nicht mit herangezogen, da sie seit längerer Zeit wegen der unbequem hohen Drucke, die sie erfordert, von uns nicht mehr zur Dosismessung benutzt wird. Ein bei einer früheren Gelegenheit weniger eingehend ausgeführter Vergleich von Form a) und Form b) hat eine Übereinstimmung innerhalb von etwa 2—3 % ergeben.

Tabelle 1.

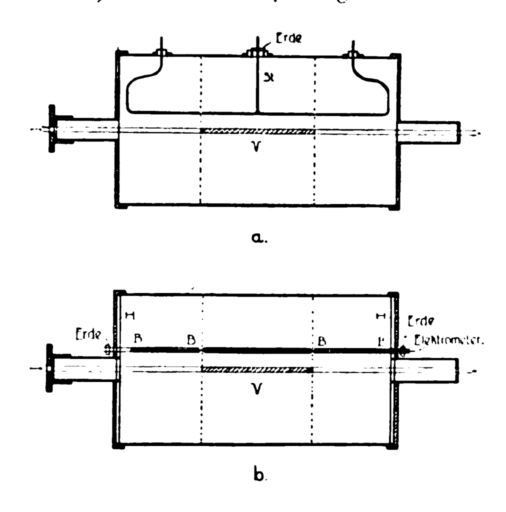
1 Strahlenqualität (Spannung und Filter)	2 Form b) R/sec	3 Form c) R/sec	4 Faßkammer R/sec	5 Luftwändekammer nach Fricke und Glasser R/sec
70 kV, 1 mm Al	0,100	0,100	0,102	0,095
150 kV, 0,5 mm Cu + 1 mm Al	0,100	0,100	0,101	0,11
180 kV, 1 mm Cu + 1 mm Al	0,100	$0,101_5$	—	0,099

Wir sehen hier eine Übereinstimmung bis auf etwa 1—2 %. Dies ist somit die Genauigkeit, mit der die Größe des „Röntgen“ zurzeit bekannt ist. Verglichen mit anderen physikalischen Einheiten, ist diese Genauigkeit gewiß nicht groß, und man könnte wünschen, sie noch etwas weiter zu treiben, insbesondere da es möglich ist, relative Messungen der Ionisation um eine Grössenordnung genauer auszuführen. Wir sind aber der Ansicht, daß die Praxis eine über 5 % hinausgehende Genauigkeit der Dosismessung im Einzel-

falle kaum jemals benötigt, da, wie die biologischen Vergleichsmessungen gezeigt haben, die zum Zwecke einer bestimmten Reaktion praktisch verabreichte Dosis infolge vieler Nebenumstände, die oft gar nicht völlig zu übersehen sind, viel größere Schwankungen aufweist.[9]) Es hat aber keinen Sinn, eine Größe, die nur innerhalb von etwa 10 % festliegt, mit einem auf Promille genau geeichten Instrument zu messen. Der Physiker braucht sich also über das Problem, eine Röntgendosis erheblich genauer, als es nach Vorstehendem bislang geschehen ist, absolut zu messen, nicht früher den Kopf zu zerbrechen, als bis Anzeichen dafür vorhanden sind, daß die Biologen diese Aufgabe stellen werden. Einstweilen ist es noch nicht so weit.

Es ist nunmehr der Vergleich zwischen der Druckluftkammer und der Faßkammer zu erörtern. Bei der letzteren wird der Forderung nach voller Ausnutzung der Luftelektronen durch die Größe der Kammer genügt. Es wird also notwendig, den erforderlichen Mindestdurchmesser der Kammer zu bestimmen. Der Ausschluß von Wandwirkungen und die Abgrenzung des durchstrahlten Volumens kann ebenso wie bei der Druckluftkammer durch Schutzelektroden bewirkt werden, von denen wir zwei Formen untersucht haben.

Was zunächst die erforderliche Größe einer Faßkammer angeht, so war man nach den grundlegenden Untersuchungen Holthusens[10]), die zu einer Zeit angestellt worden sind, zu der man vom Comptoneffekt noch nichts wußte, der Ansicht, daß die Kammermaße so groß sein müßten, daß praktisch alle in der Luft ausgelösten Photoelektronen genügend Raum hätten, sich auszulaufen. Heute wissen wir, daß mit zunehmender Härte der Röntgenstrahlen in immer steigendem Maße die Rückstoßelektronen, auch Comptonelektronen genannt, an der Ionisation beteiligt sind und diese schließlich ganz überwiegend besorgen. Die Reichweite der Rückstoßelektronen ist aber bedeutend geringer als die der Photoelektronen, so daß wir mit wesentlich kleineren Kammerdimensionen auskommen als man früher für notwendig hielt. Nach einer Angabe von Gaertner[11]) reicht eine Kammer von 25 cm Durchmesser für alle Fälle bis zu $\lambda = 0{,}09$ Å.-E. aus. Die von uns benutzte Kammer bestand aus einem Messingrohr von 25 cm lichtem Durchmesser und 51 cm Länge. An den Enden konnten Messingdeckel mit Ansatzrohren, wie aus Abb. 4 ersichtlich, aufgesetzt werden. Die Kammer war innen mit graphitiertem Papier ausgekleidet. Die Elektrodenanordnung war auswechselbar und konnte in zweierlei Weise angebracht werden, entweder mit seitlichen Durchführungen, wie es in Abb. 4a zu erkennen ist, oder mit Durchführungen durch die Deckel, wie es Abb. 4b zeigt.



Fasskammern mit verschiedenen Elektrodenzuführungen

Abb. 4.

Außerdem konnten in die Kammer konzentrische Rohre eingesetzt werden, um ihren Durchmesser zu verkleinern.

Zunächst wurde an dem Modell nach Abb. 4a geprüft, inwieweit es bei dem im Verhältnis zur Meßelektrode erheblichen Durchmesser noch berechtigt ist, als Länge des durchstrahlten Nutzvolumens die Länge der mittleren Elektroden anzusehen. Dies geschah dadurch, daß ein und dieselbe Röntgenstrahlung mit verschieden langen Mittelelektroden ausgemessen wurde. Das Ergebnis zeigt Abb. 5.

Man sieht zwar einen geradlinigen Anstieg der Ionisation mit zunehmender Länge der Mittelelektrode. Doch geht die Gerade nicht genau durch den *O*-Punkt hindurch. Dies hat seinen Grund darin, daß die gemessene Ionisation nicht nur in dem in Abb. 4a schraffiert gezeichneten

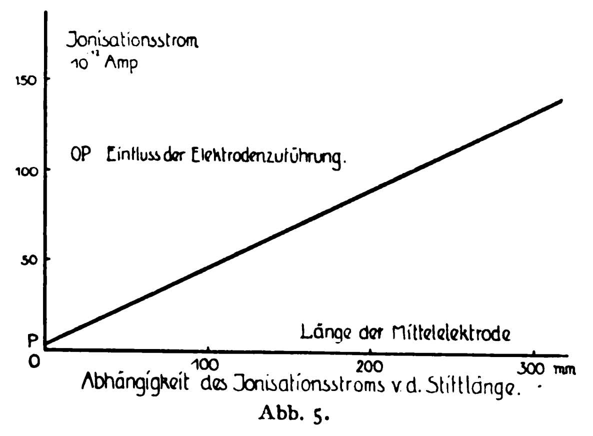
---

[9]) Ein solcher Nebenumstand, der auch bei Dosismesservergleichen eine oft nicht zu vernachlässigende Rolle spielt, ist z. B. die Art der Ausblendung des zum Vergleich benutzten Strahlenbündels. Infolge der Verschiedenheit der Form, Größe und Anordnung der praktisch verwendeten Ionisierungskammern ist es oft nicht möglich, für zwei zu vergleichende Geräte völlig identische Bedingungen zu schaffen. Ein Mittel, dies jedoch möglichst angenähert zu erreichen, besteht darin, daß man die Ausblendung möglichst nahe an der Antikathode der Röntgenröhre vornimmt. In diesem Falle ist es im allgemeinen gestattet, beide Dosismesser in verschiedenen Entfernungen vom Röhrenfokus zu vergleichen und die Messungen mit Hilfe des Quadratgesetzes der Entfernung aufeinander zu beziehen. Die neuen „Selbstschutzröhren" dürften für solche Messungen besonders geeignet sein. Bei Außerachtlassung des Vorstehenden sind nach unseren Erfahrungen bei Röhren mit starker Stielstrahlung erhebliche Diskrepanzen möglich.

[10]) H. Holthusen, a. a. O.

[11]) O. Gaertner, Strahlentherapie **22** (1926), 379.

Volumen V ihren Sitz hat, sondern infolge der großen Reichweite der ionisierenden Elektronen auch noch in der Umgebung dieses Gebietes, etwa so, wie es die gestrichelten Linien andeuten. Bei einer sehr kurzen Mittelelektrode tritt daher



Abhängigkeit des Jonisationsstroms v. d. Stiftlänge.

Abb. 5.

die Beteiligung des Elektrodenstieles St ungebührlich hervor. Es ist sogar damit zu rechnen, daß der Stiel die Feldverteilung in der Kammer bei kurzen Mittelelektroden nicht unbeträchtlich verzerrt. Die Kraftlinien nehmen dann nicht den idealen Verlauf längs den Zylinderradien, sondern biegen zum erheblichen Teil nach der Seite aus, etwa so, wie es schätzungsweise in der Abb. 6 skizziert ist. Dies bewirkt, daß das an

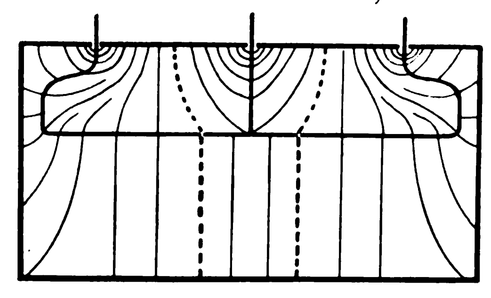
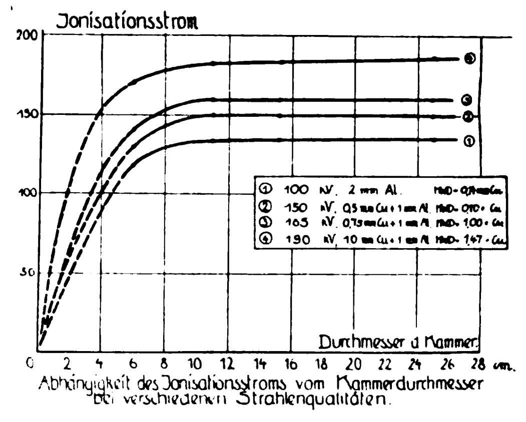

Verzerrung des Kraftlinienfelds in einer Kammer mit seitlichen Elektrodenzuführungen.

Abb. 6.

der Ionisation, soweit sie durch die Mittelelektrode gemessen wird, beteiligte Volumen in schwer zu ermittelnder Weise verändert wird. Jedenfalls resultiert für eine sehr kurze Mittelelektrode stets ein größeres Volumen als es der oben angegebenen einfachen Berechnungsweise entspricht, so daß in diesem Falle zu hohe Ionisationen gemessen werden. Diese Überlegung wird durch das in Abb. 5 dargestellte Meßergebnis bestätigt. Aus diesem Grunde gingen wir zu der Elektrodenform der Abb. 4b über. Hier sind die Elektrodenstiele ganz beseitigt. Die Elektroden sind als Aluminiumröhrchen von 5 mm äußerem Durchmesser auf einen zentralen Draht aufgereiht, und zwar die mittlere Elektrode in direktem Kontakt mit dem Drahte, die Schutzelektroden aber mit Bernstein BB isoliert. An den Enden ist das Ganze durch Hartgummistützen HH hindurchgeführt und ragt beiderseits durch Löcher in den Deckeln heraus. Die Schutzelektroden sind dann außerhalb der Kammer geerdet, während der mit der Mittelelektrode verbundene zentrale Draht zum Meßinstrument führt. Mit dieser Anordnung wurde die Ionisation streng zur Länge der Mittelelektrode proportional gefunden, so daß hier die Messung einwandfrei sein dürfte.

Nunmehr wurde der Einfluß der Kammergröße durch allmähliche Verkleinerung des wirksamen Kammerdurchmessers vermittelst eingesetzter konzentrischer Röhren untersucht. Das Ergebnis für verschiedene durch Röhrenspannung und Filterung charakterisierte Strahlenqualitäten ist in Abb. 7 graphisch veranschaulicht. Als



Abhängigkeit des Jonisationsstroms vom Kammerdurchmesser bei verschiedenen Strahlenqualitäten.

Abb. 7.

ausreichend ist der Kammerdurchmesser dann anzusehen, wenn eine weitere Vergrößerung kein Anwachsen des Ionisationsstromes mehr bewirkt. Man sieht also, daß die Größe des erforderlichen Kammerdurchmessers mit der Härte der Strahlung zunimmt. Der größte hier zur Verfügung stehende Durchmesser von 25 cm reicht für Strahlenqualitäten bis zu 165 kV bei Filterung durch 0,75 mm Cu aus, nicht dagegen für härtere Strahlung, wie die Kurve Nr. 4 zeigt, bei welcher der geradlinige Verlauf parallel zur Abszissenachse noch nicht ganz erreicht ist.

Für einige Strahlenqualitäten, für die der Kammerdurchmesser ausreichend war, wurde nun der Vergleich mit der Druckluftkammer ausgeführt, wobei als Normal die oben besprochene Form 4b diente. Das Ergebnis ist in Spalte 4 der der Tabelle 1 eingetragen. Wie man sieht, ist auch hier bis auf 2% Übereinstimmung vorhanden.

Es bleibt noch übrig, die von **Glasser** empfohlene „Luftwändekammer" mit der Druckluft

kammer zu vergleichen. Diese beruht auf einem ganz anderen Prinzip als die Druckluftkammer und die Faßkammer. Es läßt sich nämlich unter Einführung gewisser plausibler Annahmen zeigen, daß die durch Röntgenbestrahlung in einem bestimmten Luftvolumen bei voller Ausnutzung der in diesem Volumen gebildeten Elektronen und bei Ausschaltung von Wandwirkungen erzeugte Ionisation die gleiche ist, wie die nur durch Wandwirkung erzeugte, wenn die Maße der Ionisationskammer klein sind im Vergleich zur Reichweite der Wandelektronen, und wenn außerdem die Wand aus einem Material besteht, dessen „effektive Atomnummer" die gleiche ist wie diejenige der Luft. Die effektive Atomnummer einer zusammengesetzten Substanz von der Form $a_1 N_1 + a_2 N_2 + \cdots$ ist nach Glasser zu berechnen aus:

$$N_{\text{eff.}} = \sqrt[3]{\frac{a_1 N_1^4 + a_2 N_2^4 + \ldots}{a_1 N_1 + a_2 N_2 + \ldots}}$$

Dabei bedeuten die $a_1, a_2 \cdots$ die Anzahlen der von der Substanz mit der Atomnummer $N_1, N_2 \cdots$ vorhandenen Atome wie bei einer chemischen Formel, obgleich es sich hier meist um Gemische handelt. Mit einer diese Bedingungen erfüllenden kleinen Ionisationskammer von 1 ccm Volumen könnte man demnach eine Röntgendosis durch Bestimmung der hindurchgegangenen Elektrizitätsmenge unmittelbar in R messen. Ist aber die effektive Atomnummer des Kammermaterials größer als diejenige der Luft, die Fricke und Glasser mit 7,69 angeben[12]), so wird infolge verstärkter Ionisation ein zu hoher R-Wert gemessen, während umgekehrt eine zu kleine effektive Atomnummer einen zu kleinen R-Wert ergibt. Allgemein ist die Abhängigkeit der Ionisation von der effektiven Atomnummer angenähert durch folgende Gleichung darstellbar:

$$\text{Ionisation} = K + k \cdot N_{\text{eff.}}^3,$$

wobei die Konstanten von der Strahlenqualität abhängen. K nähert sich mit abnehmender Wellenlänge einem konstanten Wert und k wird mit zunehmender Härte der Strahlen immer kleiner und verschwindet praktisch für Gammastrahlen, wovon wir uns durch einen besonderen Versuch mit geometrisch gleichen Kammern aus verschiedenem Material überzeugten.[13]) Es ist nun nicht ganz einfach, ein Material von genau der effektiven Atomnummer 7,69, das sich zur Anfertigung von brauchbaren Ionisationskammern eignet, herzustellen. Man tut deshalb einstweilen besser, den Ionisationswert einer idealen Luftwändekammer dadurch zu ermitteln, daß man sich verschiedene Kammern gleicher Abmessungen aus verschiedenen Materialien mit Atomnummern größer und kleiner als 7,69 anfertigt, und aus den hiermit gemessenen Ionisationen den Wert für die ideale Kammer mit Hilfe der oben angegebenen Formel interpoliert, was am einfachsten, wie Fricke und Glasser zeigten, graphisch geschieht. Wir sind demgemäß verfahren und haben eine Reihe von Messungen an Kammern aus Kohle ($N = 6$), Magnesium ($N = 12$)[14]) und Aluminium ($N = 13$) ausgeführt und dabei die Erfahrung gemacht, daß es äußerst schwierig ist, die Substanzen in genügender Reinheit zu bekommen. Da die Atomzahl von Verunreinigungen in der dritten Potenz eingeht, so machen sich schwere Beimengungen, wie z. B. Eisen ($N = 26$), das in der Kohle und im Aluminium leicht vorkommt, selbst in Spuren schon störend bemerkbar. Vorwiegend aus diesem Grunde ist es uns bisher nicht gelungen, mit dieser Methode Messungen zu machen von ähnlicher Genauigkeit wie mit den beiden anderen Methoden. Die besten Materialien, die wir bisher erhalten konnten, aus denen wir uns kleine zylindrische Kammern von ungefähr 1 ccm Volumen herstellten, lieferten beim Vergleich mit der Druckkammer die in der letzten Spalte der Tabelle 1 angegebenen Werte. Wie man sieht, ist eine ungefähre Übereinstimmung vorhanden. Wir möchten aber diesen Zahlen wegen der einstweilen noch mangelhaften Genauigkeit der Messungen keine erhebliche Bedeutung beimessen. Wir hoffen, den Vergleich demnächst genauer durchführen zu können. Sollte es sich, wie es durchaus den Anschein hat, als möglich herausstellen, eine ideale Luftwändekammer herzustellen, so hätte dies eine gewisse praktische Bedeutung, weil es mit einer solchen Kammer gelänge, auch Gammastrahlungen, für welche weder die Druckluftkammer, noch die Faßkammer geeignet ist, in R auszumessen. Man wäre dadurch in die Lage gebracht, alle therapeutisch benutzten Strahlenarten von der Gammastrahlung über die Tiefentherapiestrahlung, Oberflächentherapiestrahlung, die extrem weiche Grenzstrahlung, wie sie von Bucky[15]) neuerdings angewendet wird, und wahrscheinlich auch die ultraviolette Strahlung mit der gleichen Einheit R auszumessen. Man könnte zur Messung sogar das gleiche Instrument benutzen, sofern bei diesem nur die Möglichkeit der Auswechslung der Kammer für die jeweilig benutzte Strah-

[12]) H. Fricke und O. Glasser, Fortschritte auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen **33** (1925), 239.

[13]) Vgl. hierzu H. Fricke, Nature **116** (1925), 430.

[14]) Für die freundliche Überlassung eines besonders reinen Magnesiums sind wir der I. G. Farbenindustrie-A.-Ges., Frankfurt a/M. zu bestem Dank verpflichtet. Der Firma Gebr. Siemens, Lichtenberg, haben wir für eine Probe sehr reiner Kohle zu danken.

[15]) G. Bucky, Strahlentherapie **23** (1926), 136 und 264.

lung vorgesehen wäre, was technisch nicht allzu schwierig sein dürfte.[16])

Aber noch aus einem anderen Grunde ist die praktische Verwirklichung der idealen Luftwändekammer bedeutungsvoll, nämlich für die internationale Einigung auf eine allgemein anerkannte Dosiseinheit. Die Luftwändekammer kann dazu dienen, einen von dem französischen Arzte Iser Solomon[17]) herrührenden Vorschlag zur Wahl einer Röntgendosiseinheit rationell zu gestalten und gleichzeitig mit der deutschen Einheit in Einklang zu bringen. Solomon definierte seine Einheit, die er ebenfalls „ein Röntgen" nannte und mit „R" bezeichnete, folgendermaßen:

„1 R ist die Intensität einer Röntgenstrahlung, welche die gleiche Ionisation bewirkt, wie ein Gramm Radiumelement in der Entfernung von 2 cm von der Ionisationskammer bei Filterung der Strahlen durch 0,5 mm Platin." Die Solomonsche *R*-Einheit betrifft demnach keine Dosis, sondern eine Dosisleistung, aus welcher man zu einer Dosiseinheit durch Multiplikation mit einer Zeiteinheit (sec) gelangt. Der Kerngedanke der Solomonschen Vorschlages ist der, daß versucht wird, mit Hilfe der anerkanntermaßen höchst konstanten Gammastrahlen eines Radiumpräparats einen dementsprechend ebenso konstanten Ionisationsgrad zu definieren, durch den dann wiederum eine bestimmte Röntgenstrahlenintensität, die eben diesen Ionisationsgrad hervorbringt, festgelegt werden soll. Nun ist es aber Tatsache, und auf Grund der Untersuchungen von Fricke und Glasser[18]) leicht verständlich, daß die Röntgenstrahlenintensität, welche die gleiche Ionisation wie ein in bestimmter Entfernung von der Ionisationskammer in bestimmter Weise angebrachtes Radiumpräparat bestimmter Größe hervorbringt, abhängig ist von der Größe, der Gestalt und vor allem dem Material der benutzten Ionisierungskammer. Die Solomonsche Definition hat also zunächst keinen bestimmten Sinn, bekommt ihn aber sofort, wenn man noch genaue Angaben über die zu benutzende Ionisierungskammer hinzufügt. Solomon hat dies neuerdings[19]) auch erkannt und schreibt vor, daß die Kammer aus Graphit bestehen müsse, da Kammern aus Galalith, Ebonit oder Aluminium ganz auseinandergehende Resultate geliefert hätten. Das einzig richtige wäre aber, was Solomon in einer soeben erschienenen Arbeit ebenfalls andeutet[20]), die Benutzung einer Luftwändekammer im Fricke-Glasserschen Sinne vorzuschreiben, weil dann ein eindeutiger Anschluß der Solomonschen Einheit an die deutsche Einheit leicht möglich wäre. In diesem Falle wäre nämlich das Verhältnis beider Einheiten für alle Strahlenqualitäten das gleiche. Auch wäre es in diesem Falle ein leichtes, wie es Solomon[21]) selber vorschlug, durch eine kleine Änderung im Wortlaut der Solomonschen Definition, indem man nämlich an Stelle der offenbar willkürlich gewählten Entfernung 2 cm eine andere passende Zahl setzte, deren Größe unschwer experimentell zu finden ist, beide Einheiten einander völlig gleichzumachen, so daß der heute bestehende Mißstand zweier gleich bezeichneter Einheiten von verschiedener Größe behoben wäre. Anstatt dessen in der deutschen Definition der *R*-Einheit von dem Volumen 1 ccm abzugehen, scheint uns weniger empfehlenswert, weil dadurch die unmittelbare einfache Beziehung zur Längeneinheit verloren gehen würde. Wir beabsichtigen das Verhältnis der französischen *R*-Einheit zur deutschen *R*-Einheit mit einer Luftwändekammer zu bestimmen und damit die Vorzüge, die die Solomonsche Methode der Dosismesserkontrolle mit Radiumpräparaten die entschieden praktisch ist, auch für die deutsche Dosismessung nutzbar zu machen.

Zusammenfassung.

Ein Vergleich von absoluten Dosismessungen in „*R*" mit verschiedenen Formen von Ionisationskammern (Druckluftkammern, Faßkammern), ergibt eine Übereinstimmung innerhalb von 1 bis 2 %. Versuche, die „*R*"-Einheit mit Hilfe einer „Luftwändekammer" nach Fricke und Glasser zu realisieren, führten vorerst nicht zu befriedigenden Ergebnissen, da kein geeignetes Material für die Herstellung solcher Kammern zur Verfügung stand. Doch werden die dahingehenden Versuche fortgesetzt. Die Schaffung einer idealen Luftwärmekammer ist sehr erwünscht, da es mit einer solchen Kammer möglich wäre, den Solomonschen Vorschlag der Dosismessereichung mit γ-Strahlen, zur Realisierung der Deutschen *R*-Einheit zu verwerten.

Charlottenburg, September 1926.

[16]) Anmerkung bei der Korrektur: Inzwischen sind von R. Glocker und E. Kaupp Kleinkammern hergestellt worden, die beim Vergleich mit der Druckluftkammer keine Härteabhängigkeit mehr aufweisen. Ob sich diese Kammern zur absoluten „*R*"-Bestimmung eignen, geht jedoch aus der Arbeit nicht hervor. Vgl. Strahlentherapie **23** (1926), 417.

[17]) Vgl. z. B. I Solomon, Strahlentherapie **20** (1925), 642 und A. Béclère, Strahlentherapie **21** (1926), 459. Der Solomonsche Vorschlag stammt aus dem Jahre 1921, wurde aber in Deutschland, das damals von der ausländischen Literatur, besonders von der französischen, praktisch abgeschnitten war, kaum bekannt und konnte daher die deutschen Bemühungen um die Standardisierung der Dosismessung nicht beeinflussen.

[18]) a. a. O.

[19]) a. a. O.

[20]) I. Salomon, in Internationale Radiotherapie von I. Wetterer. Verlag L. C. Wittich, Darmstadt **1926**, **841**.

[21]) I. Solomon, Journal de radiol. et d'électrol. **10** (1926), 155.

Comptoneffekt und Röntgenstrahlenmessung.

Von R. Glocker.

Inhalt: 1. Ionisationsmessung und absolute Energiemessung. — 2. Ionisationsmessung und photographische Intensitätsmessung. — 3. Angabe einer kleinen „Luftwändekammer“ und deren Verwendung zu Intensitätsmessungen innerhalb eines streuenden Mediums.

Das Problem der Intensitätsmessung von Röntgenstrahlen ist für die reine Physik wie für die angewandte Physik von gleicher Wichtigkeit; denn jede quantitative Aussage über irgendeine Eigenschaft oder Wirkung der Röntgenstrahlen hat zur Voraussetzung die Lösung der Aufgabe Strahlungsintensitäten gleicher oder verschiedener Wellenlänge messen zu können. Wie sich im folgenden zeigen wird, übt der Comptoneffekt einen starken Einfluß aus auf die Auswertung der Meßergebnisse, insoweit es sich um Messungen an kurzwelligen Röntgenstrahlen handelt.

I. Ionisationsmessung und absolute Energiemessung.

Nach den neueren Anschauungen über den Ionisierungsvorgang werden beim Durchgang von Röntgenstrahlen durch ein Gasvolumen Elektronen frei gemacht, welche ihrerseits eine so große Zahl von Ionen erzeugen, daß die direkte Wirkung der Primärelektronen für die gesamte Ionisation vernachlässigbar klein ist.

Ist I_{abs} die in einer Sekunde in dem Gasvolumen absorbierte Röntgenstrahlenenergie, N die Zahl der erzeugten Elektronen, von denen jedes S_0 Ionenpaare hervorbringt, h die Plancksche Konstante und ν die Frequenz der Röntgenstrahlen, so gilt folgende Beziehung

$$I_{abs} = N h \nu = N S_0 \varepsilon \qquad (1)$$

wobei ε die zur Erzeugung eines Ionenpaares erforderliche Arbeit, die „Ionisierungsarbeit“ bedeutet. Da andererseits der Ionisationsstrom i im Sättigungszustand proportional $N \cdot S_0$ ist, so ergibt sich, abgesehen von einer von der Wahl der Maßsysteme abhängigen Konstanten, folgende Gleichung

$$i = \frac{I_{abs}}{\varepsilon}. \qquad (2)$$

Das Ziel der Intensitätsmessung ist nicht die absorbierte, sondern die auffallende Strahlungsintensität I. Ist $\bar{\mu}$ der Absorptionskoeffizient und L die Länge des bestrahlten Gasvolumens in der Strahlrichtung, so gilt

$$I_{abs} = I(1 - e^{-\mu L}) \qquad (3)$$

$$= \bar{\mu} I L \text{ wenn } \bar{\mu} L \ll 1 \text{ ist.} \qquad (4)$$

Somit

$$\varepsilon = \frac{\bar{\mu} I L}{i}. \qquad (5)$$

Bei der Intensitätsmessung zweier Strahlungen verschiedener Wellenlängen (z. B. zweier Spektrallinien) wird das gesuchte Intensitätsverhältnis I_1/I_2 aus den gemessenen Ionisationsströmen i_1/i_2 folgendermaßen erhalten[1])

$$\frac{\bar{\mu}_1 I_1}{\bar{\mu}_2 I_2} = \frac{i_1 \varepsilon_1}{i_2 \varepsilon_2}. \qquad (6)$$

Die Ausführbarkeit der Messung erfordert außer der Kenntnis der Luftabsorptionskoeffizienten noch die Kenntnis der Ionisierungsarbeit für die verschiedenen Wellenlängen.

Die grundlegende Frage, inwieweit die so häufig angewandte Ionisationsmethode überhaupt als Intensitätsmeßmethode gelten kann, ist aufs engste verknüpft mit der Frage nach der Wellenlängenabhängigkeit der Ionisierungsarbeit.

Durch zwei kürzlich erschienene Untersuchungen von Kulenkampff[2]) und von Kircher und Schmitz[3]) ist in dieser Hinsicht ein wesentlicher Fortschritt erreicht worden. Durch thermoelektrische Absolutbestimmungen der Intensität verschiedener, durch selektiv absorbierende Filter homogenisierter Eigenstrahlungen, deren spektrale Ausdehnung in jedem einzelnen Falle sorgfältig bestimmt wurde, erhält Kulenkampff von 0,5 bis 2 Ångström für die Ionisierungsarbeit den konstanten Wert $\varepsilon = 35$ Volt. Kircher und Schmitz verwenden die durch Kupfer- bzw. Aluminiumfilterung homogenisierte Reststrahlung einer technischen Röntgenröhre und bestimmen die absolute Energie durch luftthermometrische und bolometrische Messungen. Ihre Ergebnisse sind in Abb. 1 dargestellt (Kreuze). Von 1—0,4 Ångström ist die Ionisierungsarbeit konstant und nimmt dann mit abnehmender Wellenlänge zu. Die noch ungeklärte Differenz in bezug auf den Zahlenwert der Ionisierungsarbeit — Kircher und Schmitz

[1]) Vorausgesetzt, daß keine Absorptionskanten innerhalb des Meßbereiches oder in dessen Nähe gelegen sind.

[2]) H. Kulenkampff, Ann. d. Phys. **79** (1926), 97.

[3]) H. Kircher und W. Schmitz, Zeitschr. f. Phys. **36** (1926), 483.

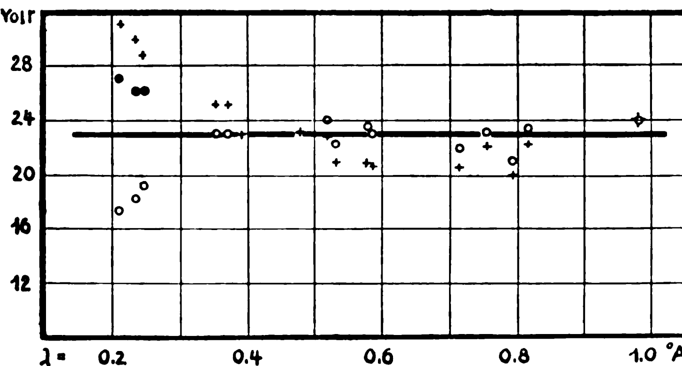


Abb. 1. Ionisierungsarbeit als Funktion der Wellenlänge.

geben 21 Volt an — ist von untergeordneter Bedeutung gegenüber der gemeinsamen Beobachtung, daß im langwelligen Gebiet die Ionisierungsarbeit von der Wellenlänge unabhängig ist.

Die Frage ist naheliegend, ob sich der Anstieg der Ionisierungsarbeit im kurzwelligen Gebiet durch den Comptoneffekt erklären läßt? Da beim Comptoneffekt zahlreiche Rückstoßelektronen auftreten, deren Energie im Absorptionskoeffizienten $\bar{\mu}$ nicht mit enthalten ist, so hat man in Gl. 5 für $\bar{\mu}$ einzusetzen $\bar{\mu} + \sigma_r$, wobei σ_r der Rückstoßkoeffizient ist. Das Ergebnis ist, daß die Ionisierungsarbeit, berechnet aus den Meßwerten von Kircher und Schmitz, für kurze Wellen noch größer wird.

Der scheinbare Widerspruch zwischen Messung und Theorie läßt sich in folgender Weise beheben: In Ermanglung von direkten Werten für die Luftabsorptionskoeffizienten kurzwelliger Strahlen benützen Kircher und Schmitz die Hewlettschen Schwächungskoeffizienten für Wasser und bringen den aus der Comptonschen Formel errechneten Streukoeffizienten jeweils in Abzug.

Nun stimmt zwar die effektive Atomzahl der Luft mit der des Wassers gut überein, aber der Streukoeffizient des Wassers ist wegen der anormalen Streuung[4]) des Wasserstoffatoms anormal groß.

Ein Vergleich der Schwächungskoeffizienten des Wassers und des Sauerstoffes[5]) läßt die Ausnahmestellung des Wassers deutlich erkennen:

Tabelle 1.

$\lambda =$	0,67 Å	0,37 Å	0,21 Å	0,13 Å
$\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{H_2O} =$	0,91	0,301	0,204	0,165
$\left(\frac{\mu}{\varrho}\right)_{O} =$	0,98	0,302	0,187	0,149

Die Abnahme des Schwächungskoeffizienten für Wasser erfolgt im kurzwelligen Gebiet wesentlich langsamer als für Sauerstoff.

Bei einer Neuberechnung der Resultate von Kircher und Schmitz unter Verwendung der Schwächungskoeffizienten für Sauerstoff und Abzug der aus der Comptonschen Formel errechneten Werte der Streukoeffizienten (übereinstimmend mit Kircher und Schmitz) ergeben sich die in Abb. 1 als Kreisringe eingetragenen Werte für die Ionisierungsarbeit; bis 0,3 Ångström ist sie konstant und wird dann mit abnehmender Wellenlänge kleiner. Die Abweichung von der Konstanz liegt also jetzt in der von der Theorie geforderten Richtung.

Um den Beitrag der Rückstoßelektronen zur Ionisation annähernd zu bestimmen, wird der Rückstoßkoeffizient σ_r aus der Gleichung[6])

$$\frac{\sigma_r}{\sigma} = \frac{0{,}0242}{\lambda + 0{,}0484} \quad (\sigma \text{ Streukoeffizient}) \qquad (7)$$

berechnet und die Ionisierungsarbeit aus der erweiterten Gl. (5)

$$\varepsilon = \frac{(\bar{\mu} + \sigma_r)\, I L}{i} \qquad (8)$$

neu ermittelt. Die entsprechenden Werte sind in Abb. 1 als ausgefüllte Kreise eingezeichnet. Daß sie ein wenig oberhalb der Konstanzgeraden liegen, ist verständlich; wird doch die volle Rückstoßenergie der Gl. (7) nur im Falle der Streuung an freien Elektronen umgesetzt. Das berechnete σ_r ist ein oberer Grenzwert, ebenso sind die mit ausgefüllten Kreisen bezeichneten Punkte in Abb. 1 obere Grenzwerte für ε.

Unter Berücksichtigung des Comptoneffektes ergibt sich also aus den Messungen von Kircher und Schmitz das Resultat, daß die Ionisierungsarbeit auch im kurzwelligen Gebiet konstant ist. Bis 0,2 Ångström erstreckt sich das Gebiet des experimentellen Nachweises. Es ist aber an sich sehr wahrscheinlich, daß auch für kürzere Wellen die Wellenlängenunabhängigkeit der Ionisierungsarbeit bestehen bleibt. Hat doch Kulenkampff[7]) kürzlich durch eine neuartige Auswertung der Lenardschen Zahlen zeigen können, daß für Kathodenstrahlen von einem Geschwindigkeitsintervall 1 : 20 die Ionisierungsarbeit konstant ist.

Aus Abb. 1 ergibt sich als Mittelwert $\varepsilon = 23{,}0$ Volt. Berücksichtigt man, daß nicht mit dem Absorptionskoeffizienten der Luft, sondern mit dem des Sauerstoffes gerechnet wurde, so hat man diese Zahl im Verhältnis von Z^3_{Luft} zu Z^3_0 zu verkleinern und erhält $\varepsilon = 21$ Volt.

Für relative Intensitätsmessungen ist der Zahlenwert von ε ohne Belang, da er sich aus Gl. (6) als gleich für alle Wellenlängen heraushebt.

Damit ist die Ionisationsmessung als Intensitätsmeßmethode sichergestellt. Die grundlegende Beziehung zwischen den Ionisationsströmen i_1 und i_2 in Luft und den die Ionisation hervorrufenden Strahlungsintensitäten I_1 und I_2 lautet nunmehr

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{(\bar{\mu}_1 + \sigma_{r,1})\, I_1}{(\bar{\mu}_2 + \sigma_{r,2})\, I_2} \qquad (9)$$

$\bar{\mu}_1$ bzw. $\bar{\mu}_2$ Absorptionskoeffizient, $\sigma_{r,1}$ bzw. $\sigma_{r,2}$ Rückstoßkoeffizient. Bei Messungen in Luft für $\lambda > 0{,}4$ Å ist $\sigma_r = 0$ zu setzen.

---

[4]) C. G. Barkla, Phil. Mag. 5 (1903), 685; J. A. Crowther, Phil. Mag. 14 (1907), 653.

[5]) C. W. Hewlett, Phys. Rev. 17 (1921), 284; A. Olson, E. Dershem und H. Storch, Phys. Rev. 21 (1923), 30. Beide Meßreihen stimmen gut überein.

[6]) Die Gl. (7) kommt in den Theorien von Compton, Woo und Bothe in gleicher Weise vor und darf daher als hinreichend gesichert gelten. Literatur bei W. Bothe, Handbuch der Physik 23 (1926), 308.

[7]) H. Kulenkampff, Ann. d. Phys. 80 (1926), 261.

Trotz dieses Fortschrittes in Hinsicht auf die Anwendbarkeit der Ionisationsmethode als Intensitätsmeßmethode darf nicht übersehen werden, daß ihr Anwendungsgebiet aus prinzipiellen Gründen beschränkt ist auf Messungen an homogenen Strahlen. Die technisch wichtige Aufgabe einer Intensitätsvergleichung von Strahlengemischen ist im strengen Sinne durch Ionisationsmessung nie lösbar. Denn die Ermittlung des Mittelwertes des Absorptionskoeffizienten, welche die Voraussetzung für die Ausführbarkeit der Intensitätsmessung gemäß Gl. (9) bildet, ist selbst wieder bei heterogenen Strahlen durch Ionisationsmessungen nicht streng lösbar; sie ist eine Aufgabe gleicher Art wie die zu lösende Intensitätsmeßaufgabe.

Der Inhalt der Gl. (9) läßt sich in Worten kurz so ausdrücken: Der Ionisationsstrom ist ein Maß für den in Elektronenenergie umgesetzten Bruchteil der absorbierten und gestreuten Strahlungsintensität.

Liegen in der Nähe des Meßbereiches irgendwelche Absorptionskanten eines in dem Gas enthaltenen Elementes, z. B. Argon bei Luft oder Brom bei Äthylbromid, so ist zu beachten, daß auf der kurzwelligen Seite der Absorptionskante infolge der Erregung von Eigenstrahlung nur ein Bruchteil α von $\bar{\mu}$ in Elektronenenergie umgesetzt wird.[8]) Bei Luft ist für $\lambda < 2$ Å eine solche Korrektion nicht erforderlich. Bei Wellenlängen größer als 2 Å ist ferner die Ablösearbeit für die K-Elekrtonen des Argon (2900 Volt) zu berücksichtigen. Nach Kossel[9]) besitzen bei $\lambda = 1{,}93$ Å etwa 12 % der ausgelösten Elektronen der Luft nur die Hälfte der aus der Quantengleichung errechneten kinetischen Energie von $h\nu = 5800$ Volt.

II. Ionisationsmessung und photographische Messung.

Die photographische Methode kann oft mit Vorteil zur Intensitätsmessung benützt werden. Bei unveränderter Strahlungsqualität ist die Schwärzung S gleich für konstante Werte des Produktes Intensität × Zeit (Gültigkeit des Bunsenschen Gesetzes).[10]) Ferner hat die Schwärzungskurve $S = f(I)$ für alle Wellenlängen die gleiche Form.[11]) Um Ionisationsmessungen der Röntgenintensität mit photographischen Messungen vergleichen zu können, ist es erforderlich, die Empfindlichkeit der photographischen Schicht als Funktion der Wellenlänge aufzunehmen. Zu diesem Zwecke wurde von Berthold und Glocker[12]) S/i (S Schwärzung, i Ionisationsstrom in Luft) für verschiedene homogene Strahlungen von 0,14—2,0 Å bestimmt. Um die Verschiedenheit der Absorption in dem Luftvolumen (Länge L) und in der photographischen Platte (wirksame Dicke D) zu berücksichtigen, wurde S/i mit einem Faktor K multipliziert; es ist

$$K = \frac{1 - e^{-\bar{\mu}_L \cdot L}}{1 - e^{-\bar{\mu}_{AgBr} \cdot D}} \qquad (10)$$

$\bar{\mu}_L$ bzw. $\bar{\mu}_{AgBr}$ Absorptionskoeffizienten von Luft bzw. Bromsilber.

Das Verhältnis S/i ist nach diesen Messungen linear von der Frequenz der Röntgenstrahlen abhängig und wird mit zunehmender Frequenz ein wenig kleiner (Änderung 1 : 1,8 in einem Frequenzbereich 1 : 12).

Ein Hinweis von Kulenkampff[13]), daß S/i bei Benützung anderer Werte für die Luftabsorptionskoeffizienten im langwelligen Gebiet bis 0,56 Å von der Wellenlänge angenähert unabhängig wird, gab den Anlaß zu einer Neuberechnung, um so mehr als die inzwischen veröffentlichten Werte des Schwächungskoeffizienten von Sauerstoff[14]) auch im kurzwelligen Gebiet eine größere Genauigkeit ermöglichen.

Abb. 2 zeigt das Ergebnis der Neuberechnung von S/i. An der Bromabsorptionskante tritt eine eben wahrnehmbare Sprungstelle auf, während an der Silberkante der Sprung unverkennbar deutlich ist. Die Tatsache, daß nunmehr

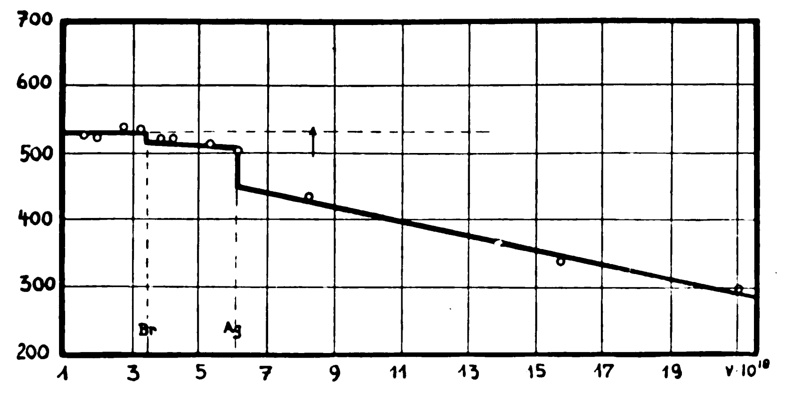


Abb. 2. Verhältnis von Schwärzung zu Ionisation als Funktion der Frequenz, bezogen auf gleiche absorbierte Strahlungsenergie.

[8]) Siehe auch Abschnitt II; in Gl. (9) ist dann zu schreiben $\alpha_1 \bar{\mu}_1$ bzw. $\alpha_2 \bar{\mu}_2$ statt μ_1 und μ_2.

[9]) W. Kossel, Zeitschr. f. Phys. **19** (1923), 338.

[10]) R. Glocker und W. Traub, Phys. Zeitschr. **22** (1920), 345; A. Bouwers, Zeitschr. f. Phys. **14** (1923), 374.

[11]) W. Friedrich und P. Koch, Ann. d. Phys. **45** (1914), 399; R. Glocker und W. Traub, a. a. O.; A. Bouwers, a. a. O.

[12]) R. Berthold und R. Glocker, Zeitschr. f. Phys. **31** (1925), 359; R. Berthold, Ann. d. Phys. **76** (1925), 409.

[13]) H. Kulenkampff, a. a. O.

[14]) A. Olson, E. Dershem und H. Storch, a. a. O. Die Werte schließen sich gut an die von Kulenkampff mitgeteilten an.

trotz Berücksichtigung der Verschiedenheit der absorbierten Energie in Luft bzw. Bromsilber diese beiden Unstetigkeitsstellen vorkommen, wird durch folgende Überlegung theoretisch verständlich gemacht: Nach Versuchen von Bragg und Porter, Sadler, Barkla und Dallas u. a.[15]) ist der Sprung in der Photoelektronenemission bei Überschreitung einer Absorptionskante stets kleiner als der Sprung des Absorptionskoeffizienten (z. B. bei Zink 1 : 3 statt 1 : 6), weil ein Teil der absorbierten Energie auf der kurzwelligen Seite der Kante als charakteristische Eigenstrahlung (Fluoreszenzröntgenstrahlung) wieder verausgabt wird. Am besten lassen sich die Verhältnisse an Hand einer dem Handbuchartikel von Bothe entnommenen schematischen Abbildung (Abb. 3) überblicken, welche sich auf

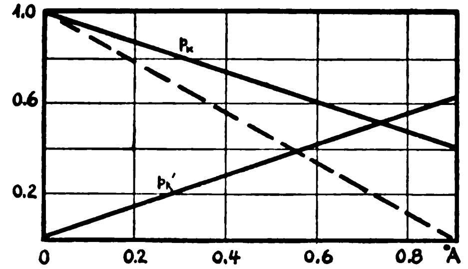


Abb. 3. Ausbeute von Photoelektronen und der Fluoreszenzröntgenstrahlung als Funktion der Wellenlänge.

Brom bezieht ($\lambda_A = 0{,}92$ Å). p_k ist der in Elektronenergie, p_k' der in Fluoreszenzröntgenstrahlenenergie umgesetzte Bruchteil des Absorptionskoeffizienten.[16]) In unmittelbarer Nachbarschaft der Absorptionskante ist p_k klein und nimmt dann mit abnehmender Wellenlänge zu. Da $p_k + p_k' = 1$ ist, so wird bei genügend großer Entfernung von einer Absorptionskante die gesamte absorbierte Energie in kinetische Energie von Elektronen transformiert.

Je nach der Dicke des absorbierenden Körpers und der Wellenlänge der Eigenstrahlung wird noch ein Teil des Energiebetrages p_k' dadurch in Elektronenenergie verwandelt, daß ein Teil der Eigenstrahlung innerhalb des Körpers zur Absorption gelangt unter Emission von Photoelektronen. Die Tatsache, daß der Bromsprung in Abb. 2 kleiner ist als der Silbersprung, ist wohl, neben der stärkeren Beteiligung des Silbers an der Gesamtabsorption, dem Umstand zuzuschreiben, daß die langwellige Bromstrahlung zum Teil in der photographischen Schicht absorbiert wird. Von der Silberstrahlung wird dagegen, wie eine Berechnung mit Hilfe der früher[17]) mitgeteilten Formeln ergibt, praktisch nichts innerhalb der photographischen Schicht absorbiert (etwa 5 % für $\lambda = 0{,}36$ Å als Primärstrahlung).

Unter der Annahme, daß für gleiche Werte von λ/λ_A die Elektronenausbeute für Silber ungefähr die gleiche ist wie für Brom (Abb. 3), läßt sich errechnen, daß für $\lambda = 0{,}36$ Å der in Elektronenenergie umgesetzte Betrag rund 80 % der gesamten im Bromsilber absorbierten Energie beträgt. Gemäß Gl. (10) ist dann K mit 1,25 zu multiplizieren, so daß der Wert S/i für $\lambda = 0{,}36$ Å ($\nu = 8{,}3 \cdot 10^{18}$) an die durch die Pfeilspitze bezeichnete Stelle zu liegen kommt. Der Punkt liegt ziemlich genau auf der Verlängerung der horizontalen Geraden durch die Punkte im Frequenzbereich $1-3 \cdot 10^{18}$.

Es kann kein Zweifel darüber bestehen, daß die Unstetigkeiten an der Brom- und Silberkante einzig und allein dadurch hervorgerufen sind, daß auf der langwelligen Seite der volle Betrag des Absorptionskoeffizienten auf der kurzwelligen Seite nur ein Bruchteil desselben in Elektronenenergie transformiert wird. Die Tatsache, daß dieser Bruchteil mit wachsender Entfernung von der Kante dem Grenzwert 1 zustrebt, ist die Ursache für die fallende Tendenz der Geraden $S/i = f(\nu)$ mit wachsendem ν. Im Bereich der hohen Frequenzen, etwa von $\nu = 10 \cdot 10^{18}$ an aufwärts, tritt noch der in gleicher Richtung wirkende Einfluß des Comptoneffektes hinzu. Der in Rückstoßelektronenenergie verwandelte Betrag der Primärenergie ist für Bromsilber, da $\bar{\mu}_{AgBr} \gg \sigma_r$ ist, vernachlässigbar klein, nicht aber für Luft, wie schon im Abschnitt I dargelegt ist. Die Folge ist, daß bei Berücksichtigung des Comptoneffektes sich für K aus Gl. (10), in der statt $\bar{\mu}_L$ einzusetzen ist $\bar{\mu}_L + \sigma_r$, ein größerer Wert ergibt. Die Punkte für $\nu = 15{,}8 \cdot 10^{18}$ und $21{,}4 \cdot 10^{18}$ rücken vertikal aufwärts, auf den 1,8 fachen bzw. auf den 4 fachen Wert ihrer bisherigen Ordinaten. Die Punkte liegen dann weit über der horizontalen Gerade. Das im Abschnitt I Gesagte über die Errechnung zu großer Werte des Rückstoßkoeffizienten aus der Comptonschen Gl. (7) gilt hier, wo es sich um noch kurzwelligere Gebiete handelt als in Abschnitt I, offenbar in noch höherem Grade.

Als wesentliches Ergebnis ist somit zu bemerken, daß das Verhältnis Schwärzung zu Ionisation, zunächst einmal abgesehen von dem kurzwelligen Gebiet mit dem quantitativ noch nicht voll erfaßbaren Einfluß des Comptoneffektes, in bezug auf die Wellenlänge eine Konstante ist, sobald der in kinetische Energie bewegter Elektronen verwandelte Bruchteil der absorbierten Strahlungsenergie der Umrechnung auf gleiche absorbierte Energie zugrunde gelegt wird. Man muß

[15]) Literatur bei W. Bothe, a. a. O.

[16]) p_k und p_k' in Abb. 3 sind nicht auf den gesamten Absorptionskoeffizienten, sondern auf den auf die K-Absorption entfallenden Anteil (etwa $^5/_6$ für Brom), bezogen, was bei quantitativen Überlegungen zu beachten ist.

[17]) R. Glocker, Phys. Zeitschr. **19** (1918), 249.

daraus schließen, daß die photolytische Aufspaltung eines Bromsilbermoleküles durch Röntgenstrahlen ein ganz ähnlicher Vorgang ist wie die Ionisierung eines Gases. Beide Erscheinungen sind ein Maß nicht für die absorbierte Energie schlechtweg, sondern für den in Elektronenenergie transformierten Bruchteil.

Für Meßzwecke ist das etwas umständliche Verfahren der Berechnung des in Elektronenenergie verwandelten Bruchteiles der absorbierten Energie entbehrlich, sofern es sich um den Vergleich von photographischen Intensitätsmessungen zweier Wellenlängen mit ihren Ionisationsintensitäten handelt. Man berechnet einfach nach Gl. (10) die gesamte absorbierte Energie ohne Einschluß der Rückstoßelektronen und kann dann den Übergang von Schwärzung zu Ionisation ohne weiteres mit Hilfe der Kurve in Abb. 2 ausführen.

III. Die „Luftwändekammer" und der Comptoneffekt bei ausgedehnten Streukörpern.

Für viele physikalisch-technischen Zwecke, insbesondere für Messungen innerhalb eines ausgedehnten streuenden Mediums, ist es von Vorteil eine sehr kleine, etwa fingerhutförmige Kammer zur Verfügung zu haben, deren Ionisationsstrom unabhängig von der Wellenlänge der Strahlung proportional dem einer großen Kammer mit reiner Luftionisation ist. Fricke und Glaßer[18]) haben eine Reihe solcher kleiner Kammern aus verschiedenen Wandmaterialien für vier gefilterte technische Röntgenstrahlungen untersucht:

a) 100 K V. 2 mm Al.

b) 100 K V. 0,43 g/qcm² Wo + 0,13 mm Cu + 1 mm Al.

c) 200 K V. 0,48 mm Cu + 1 mm Al.

d) 200 K V. 0,55 g/qcm² Ag + 0,75 mm Cu + 1 mm Al.

Die Ionisationsströme, sind nach Division durch den Ionisationsstrom in einer gleich großen Kohlekammer in Abb. 4 als Funktion der dritten Potenz der effektiven Atomnummer[19]) aufgetragen; es ergeben sich gerade Linien mit einer mit zunehmender Härte abnehmenden Neigung. Die Ionisation in einer solchen kleinen, dünnwandigen Kammer besteht 1. aus der Ionisation der Luft und 2. aus der Ionisation infolge der Elektronenemission der Wände. Diese ist in bezug auf die Photoelektronen proportional mit dem Massenabsorptionskoeffizienten[20]), also proportional der dritten Potenz der Atomnummer, während die Emission der Rückstoßelektronen pro Masseneinheit von der Atomnummer unabhängig ist. Mit zunehmender Härte der Strahlen überwiegt die letztere immer mehr und bewirkt, daß bei sehr harten Strahlen der Unterschied in den Ionsationsströmen von Kammern aus verschiedenen Wandmaterialien verschwindet. Eine Kammer aus einem Wandmaterial mit einer effektiven Atomnummer $Z = 7{,}7$ (Atomnummer der Luft) muß sich somit verhalten wie eine Kammer mit reiner Luftionisation.

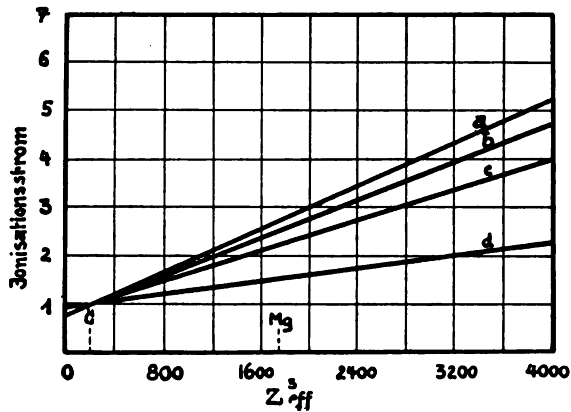


Abb. 4. Elektronenemission verschiedener Elemente.

Von Glocker und Kaupp[21]) wurde die Frage der Herstellung einer solchen Luftwändekammer in technisch brauchbarer Form näher untersucht unter Ausdehnung des Wellenlängenbereiches bis zu 50 K V, ungefilterte Strahlung.

Eine genaue Berechnung der Zusammensetzung des Wandmateriales hat sich praktisch als undurchführbar erwiesen, weil alle die in Betracht kommenden leichtatomigen Stoffe, wie z. B. Graphit, Spuren von höheratomigen Verunreinigungen enthalten, die infolge der Abhängigkeit der Elektronenemission von der dritten Potenz der Atomzahl eine überraschend große Wirkung ausüben. Bei ganz reinem Graphit müßte das Luftäquivalent bei Zumischung von 10% Silizium erreicht werden, während es bei Verwendung des reinsten, im Handel erhältlichen Graphites (Achesongraphit) schon bei 3% Siliziumzusatz erreicht ist. Es wurde daher so vorgegangen, daß die geeignete Zusammensetzung empirisch bestimmt wurde; der Ionisationsstrom wurde für die verschiedenen Strahlungen[22]) gleichzeitig in einer großen Holthusen-

[18]) H. Fricke und O. Glaßer, Fortschr. auf dem Geb. d. Röntgenstr. **33** (1925), 239.

[19]) Betr. Definition der effektiven Atomnummer bei Verbindungen oder Mischungen siehe R. Glocker, Phys. Zeitschr. **19** (1918), 66.

[20]) Für langwellige Strahlen gilt diese Proportionalität nicht mehr. R. Glocker und E. Kaupp, Strahlentherapie 1926 (im Druck).

[21]) R. Glocker und E. Kaupp, Strahlentherapie **23** (1926). 447.

[22]) Hergestellt durch verschiedene Röhrenspannung und Filterung; Bestimmung der effektiven Wellenlänge (Abb. 5) durch Messung des Schwächungskoeffizienten in Kupfer.

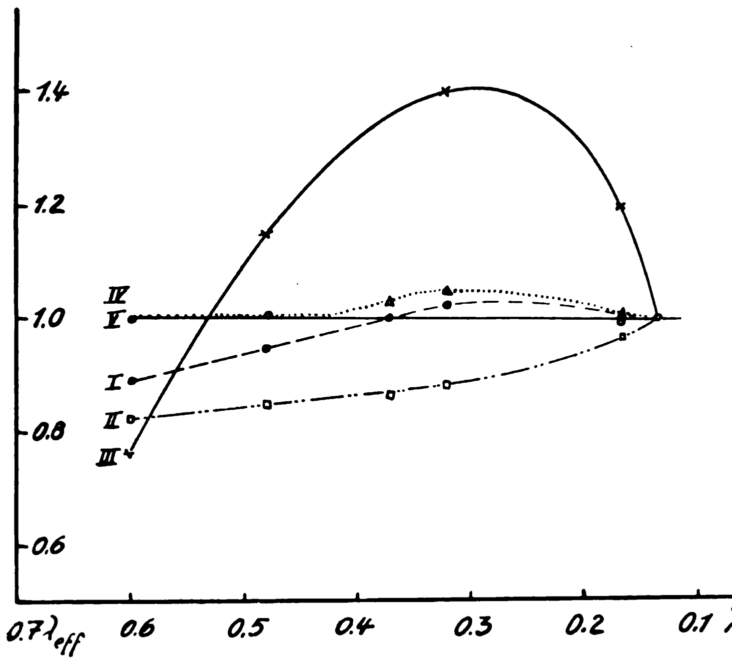


Abb. 5. Wellenlängenabhängigkeit des Ionisationsstromes verschiedener Fingerhutkammern.

kammer mit reiner Luftionisation, die ihrerseits wieder mit einer Luftdruckkammer verglichen wurde, gemessen. Die nach Division durch den Ionisationsstrom der Holthusenkammer auf den Wert der härtesten Strahlung jeweils bezogenen Ionisationsströme der kleinen Kammern (Volumen 4 cm³) aus verschiedenen Wandmaterialien sind in Abb. 5 aufgezeichnet. Um die Wandabsorption für weiche Strahlen möglichst klein zu machen wurde nach zahlreichen Versuchen schließlich ein reiner füllstofffreier Bakelit verwendet, aus welchem durch Ausbohren eine fingerhutförmige Kammer mit $^1/_2$ mm Wandstärke hergestellt wurde. Durch Aufstreichen einer Mischung der betr. Substanzen mit Zaponlack wurde auf der Innenseite ein nach dem Verdunsten des Lackes festhaftender, sehr harter Überzug von 0,1—0,2 mm Dicke erzeugt.

Reiner Achesongraphit (II, in Abb. 5) gibt bei weichen Strahlen zu geringe Ionisation. Durch Zusatz von 3 % Silizium (V) wird in dem ganzen untersuchten Wellenlängenbereich eine der Ionisation in einer reinen Luftkammer stets proportionale Ionisation erzeugt; die Abweichungen betragen maximal 2 %. Fügt man 4 % Silizium hinzu (IV), so weicht die Kurve nach der entgegengesetzten Richtung von der Geraden ab. Besonders groß sind die Abweichungen bei einer Kammer aus 0,18 mm Aluminiumblech (III). Der Abfall im langwelligen Gebiet ist auf Rechnung der Wandabsorption zu setzen. Das gleiche gilt für eine technische Graphitkammer mit 3 mm Wandstärke (I). Es ist also nicht nur darauf zu achten, daß das Wandmaterial die gleiche effektive Atomnummer besitzt wie die Luft, sondern auch darauf, daß die Wände, durch welche die Röntgenstrahlen ein- und austreten, möglichst wenig absorbieren. In letzterer Hinsicht hat sich der oben erwähnte dünne Belag auf Bakelit am besten bewährt.

Eine solche Luftwändekammer bietet einen zweifachen Vorteil: Eine einzige für eine beliebige Strahlung vorgenommene Eichung in R-Einheiten ist hinreichend, um für alle möglichen Strahlungen des untersuchten Härtebereiches die Ionisationsströme in R-Einheiten angeben zu können. Bei anderen bisher technisch verwendeten Kammern (z. B. III, in Abb. 5) ist dies bekanntlich nicht der Fall. Die Proportionalität des Stromes in der „Luftwändekammer" mit dem in einer großen Druckkammer ermöglicht es ferner unter Berücksichtigung des in Abschnitt I erwähnten Zusammenhanges zwischen Luftionisation und absoluter Strahlungsenergie eine solche kleine Kammer in geeigneten Fällen zu Energiemessungen zu verwenden.

Bei Messungen von Strahlungsintensitäten an ausgedehnten Streukörpern, z. B. an einem Wasservolumen von 20 × 20 × 20 cm³, macht sich der Comptoneffekt in folgender Weise bemerkbar: Mißt man an der Oberfläche des Wasservolumens mit zwei gleichen Fingerhutkammern aus Bakelit die Strahlungsintensität, von denen die eine mit Aluminiumpulver, die andere mit einer Mischung von 97 % Achesongraphit und 3 % Silizium belegt ist, und wiederholt man den Versuch nach Wegnahme des Wasservolumens, so findet man für die aus dem Körper entgegen der Primärstrahlrichtung austretende Streuintensität die in Tab. 2 angegebenen Werte, ausgedrückt in Prozenten der Primärintensität.

Tabelle 2.

190 KV Röhrenspannung, 1 mm Cu + 1 mm Al. $\lambda_{\text{eff.}} = 0{,}14_5$ Å.

Feldgröße	20 × 20	10 × 10	3 × 3
Al-Kammer	38 %	29 %	10 %
C + Si-Kammer . . .	32 %	25 %	7,5 %

Bei dem ersten Feld von 3 × 3 cm², bilden alle Streustrahlen einen Winkel von nahezu 180° mit der Primärstrahlrichtung, so daß die Wellenlängenänderung beim Streuvorgang ihren größten Wert $\Delta\lambda = 0{,}048$ Å erreicht. Ist für die Primärstrahlung $\lambda_{\text{eff}} = 0{,}14$ Å, so wird für die Streu-

strahlung $\lambda_{eff} = 0{,}19$ Å etwa. Für die letztere Strahlung ist aber nach Abb. 5 der Ionisationsstrom der Aluminiumkammer etwa $1\,^1/_4$ mal so groß wie der der (C + Si)-Kammer, wenn die Ionisation der Primärstrahlung nach Abb. 5 in beiden Kammern gleich ist. Die Aluminiumkammer mißt also die rückwärts gestreute Intensität um $^1/_4$ zu groß. Mit diesem theoretischen Wert[23]) steht die Beobachtung in gutem Einklang. Nach Tab. 2 ergibt sich die Streuintensität mit Aluminiumkammer gemessen für kleine Felder um $^1/_3$, für große Felder um $^1/_5$ zu groß. Daß der Unterschied bei großen Feldern kleiner wird, ist darauf zurückzuführen, daß nunmehr ein Teil der Streustrahlen kleinere Winkel als 180° mit der Primärrichtung bildet, so daß $\Delta\lambda$ im Mittel kleiner als 0,048 Å wird.

Dieser Versuch zeigt, wie wichtig es ist zu allen Intensitätsmessungen mit der Ionisationsmethode nur Kammern mit reiner Luftionisation zu verwenden, weil sonst von verschiedenen Beobachtern gewonnene Ergebnisse nicht miteinander vergleichbar sind.

Zusammenfassung.

1. Bei Berücksichtigung des Comptoneffektes läßt sich aus den Messungen von Kircher und Schmitz nachweisen, daß die Ionisierungsarbeit für kurzwellige Röntgenstrahlen den gleichen Wert behält wie für langwellige.

2. Eine Neuberechnung der von Berthold und Glocker früher mitgeteilten Messungen des Verhältnisses der Schwärzung zu Ionisation als Funktion der Wellenlänge unter Benutzung inzwischen veröffentlichter genauerer Werte der Absorptionskoeffizienten, ergibt, daß das Verhältnis Schwärzung zu Ionisation von der Wellenlänge unabhängig wird, wenn bei der Umrechnung auf gleiche absorbierte Energie nur der in Elektronenenergie umgesetzte Bruchteil der gesamten absorbierten und gestreuten Energie berücksichtigt wird.

3. Aus energetischen Gründen wird vermutet, daß die photolytische Aufspaltung eines Bromsilbermoleküles ein ähnlicher Vorgang ist wie die Ionisierung eines Gases.

4. Es wird eine kleine, fingerhutförmige Kammer beschrieben, deren Ionisation in einem sehr großen Wellenlängenbereich stets proportional der Ionisation einer reinen Luftkammer ist.

5. Bei Messungen der Rückstreuung eines Wasservolumens mit zwei gleichen Kammern aus verschiedenem Wandmaterial läßt sich die Wirkung des Comptoneffektes eines ausgedehnten Streukörpers zahlenmäßig bestimmen. Der beobachtete Wert stimmt befriedigend mit der aus der Comptonschen Formel errechneten Wellenlängenänderung überein; eine wesentliche Wirkung einer tertiären Streuung ist nicht zu bemerken.

[23]) Die tertiäre Streuung scheint demnach für die Rückstreuung keinen wesentlichen Beitrag zu liefern im Gegensatz zu den Versuchen von B. Rajewsky [Zeitschr. für Phys. **37** (1926), 699] über die seitlich aus dem Streukörper austretende Strahlung.

Das Mekapion, ein neuer Röntgendosiszähler mit Selbstkontrolle.

Von Siegmund Strauss.

Inhalt: Das Gerät zeigt den jeweiligen Jetztwert der Röntgenstrahlung an, wieviel von der vorher eingestellten Dosis abgelaufen ist, signalisiert die erreichte Gesamtdosis und kontrolliert sich selbst weitgehend.

Die Eigenschaft einer jeden Verstärkerröhre, daß sie keinen Strom zur Anode durchläßt, wenn das Gitter gegen die Kathode negatives Potential aufweist, hat den Weg zu einer prinzipiell neuen Schaltung gewiesen, welche sehr hohe Widerstände aller Art, aber auch Kapazitäten und Ionisationen in eigenartiger Weise dadurch zu messen gestattet, daß eine periodische Aufladung des Gitters erfolgt, so daß durch die Zählung der Aufladeintervalle eine bequeme und sichere Messung der verabreichten Röntgendosisarbeit erreicht wird.

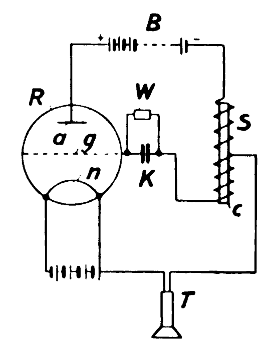


Abb. 1. Grundschaltung.

Die Grundschaltung zeigt die Abb. 1: In den Gitterkreis einer Verstärkerröhre ist ein kleiner, hoch isolierter Kondensator geschaltet, dessen zweiter Pol, so wie es die Schaltung zeigt, zu einem Autotransformator geführt ist. Der sekundäre Pol dieses Transformators ist über einen Kopfhörer und die Anodenbatterie zur Anode der Verstärkerröhre geleitet, während die Abzweigung an die Glühkathode der Röhre geschaltet ist. Der zu prüfende hohe Widerstand, bzw. die Ionenkammer liegt parallel zum Gitterkondensator. Im Ruhezustande schweigt das Telephon, wenn der Widerstand unendlich groß ist — denn das Gitter bleibt negativ aufgeladen. Erst bis die auf dem Kondensator ruhende Elektrizitätsmenge über den Prüfwiderstand abgeflossen ist, kann wieder ein Anodenstrom kurzzeitig zustande kommen. Dieser ist so gerichtet, daß das Gitter und die zu-

gehörige Kondensatorbelegung abermals negativ aufgeladen wird — ein Vorgang — der sich durch lautes Knacken im Hörer kundgibt. Die Elektrizitätsmenge bleibt abermals auf dem Kondensator festgehalten, bis sie allmählich über den Prüfwiderstand abgeflossen ist, und dieses Spiel wiederholt sich, so daß die Schläge pro Zeiteinheit in unmittelbarer Beziehung zu dem zu messenden Hochohmwiderstand stehen.[1])

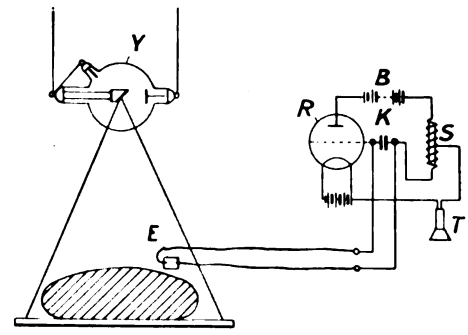


Abb. 2. Anwendung am Patienten.

Die Abb. 2 zeigt die gleiche Anordnung schematisch mit der Stellung der Ionenkammer im Strahlenkegel der Röntgenröhre an dem Patienten.

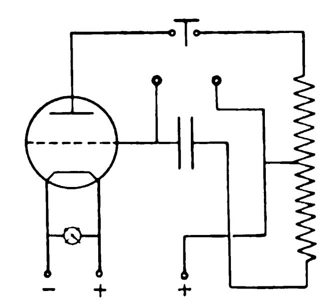


Abb. 3. Röhrenisolationsprüfer (Ausführungsform).

Bei der Schaltung nach Abb. 3 ist jedoch der Außenpol des Gitterkondensators zu einem Pol der Anodenstromquelle geführt. Es läßt sich zeigen[1]), daß in dieser Schaltung fast vollkommene Linearität besteht zwischen der Aufeinanderfolge der Knackzeichen und der Größe des zu messenden Widerstandes.

Wegen der außerordentlich großen Empfindlichkeit können jedoch bei dieser Meßanordnung gewöhnliche Verstärkerröhren nicht verwendet werden. Deren Isolation ist zu unvollkommen, weil die Herausführungen der Elektroden in einem Quetschfuße nahe beieinander angeordnet sind, wozu noch die wenn auch geringe Erwärmung des Quetschfußes durch die Nähe der Glühkathode kommt, was die Isolation noch mehr herabsetzt. Selbst wenn der zu prüfende Widerstand unendlich wäre, treten dadurch in gewissen Intervallen Knackzeichen im Hörer auf, die das Meßresultat trüben würden. Es muß also dafür gesorgt werden, daß der Gitterpol möglichst weit von den anderen

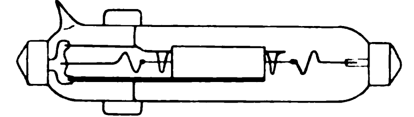


Abb. 4. Marconi D. E. V.-Röhre.

Elektroden angeordnet ist, wie dies Abb. 4 zeigt. Auf die Lage und Anordnung der übrigen Elektroden kommt es nicht an. Abb. 5 stellt die bekannte Beziehung zwischen der Gitterspannung und dem Anodenstrome bei der verwendeten Röhrentype dar, wobei die Anodenkreiswiderstände berücksichtigt sind.

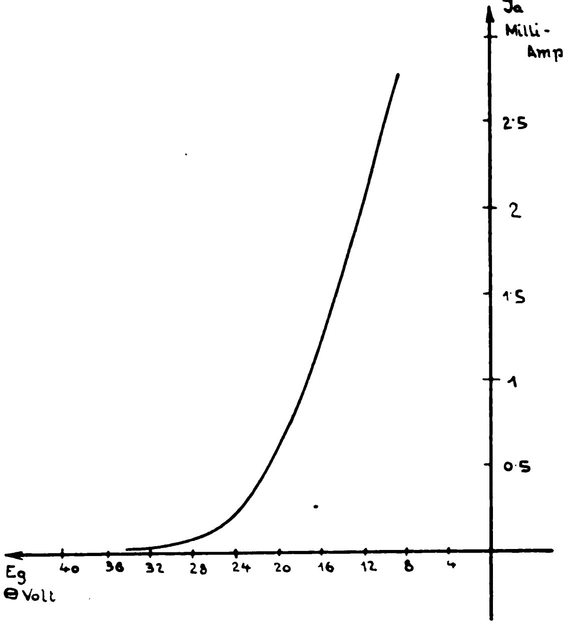


Abb. 5. Charakteristik der D. E. V.-Röhre bei 135 V Anodenspannung mit Berücktichtigung der Anodenkreiswiderstände (Dynam. Charakt.).

Die Forderung, daß die Impulse automatisch gezählt werden, hat zur Schaltung nach Abb. 6 geführt. Statt des Hörers ist ein Relais in den Anodenstrom geschaltet, bei dessen Betätigung ein Kontakt geöffnet wird, wodurch der notwendige Spannungsstoß, welcher die Verriegelung herbeiführt, ausgelöst wird. Zugleich wird aber auch ein Lokalstromkreis geschlossen, der eine elektro-

[1]) „Ein neuer Röntgendosiszähler", Vortrag gehalten am 17. April 1926. Röntgenkongreß in Berlin. Im Selbstverlag des Verfassers, Wien-Dornbach. — Ein neues Röhrengerät zur Messung sehr hoher Widerstände mit seinen Sonderanwendungen. E. & M., Heft 19, 1926. Sonderabdruck im Selbstverlag, ebenda. — Verhandlungen der Deutschen Röntgengesellschaft. Band XVII, 1926. Verlag Georg Thieme, Leipzig.

gesteuerte Uhr um je einen Teilstrich ltet. Den Gitterkondensator bilden hier en parallel geführten Zuleitungen zur ımer. Diese Schaltung ist bereits recht cher, doch erfordert sie die Konstruktion lchen Zählwerkes, daß trotz der sehr kurz-

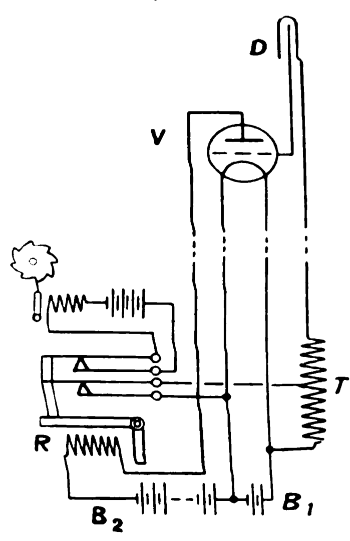


Abb. 6. Automatische Zählung.

zeitigen Betätigung des Anodenrelais doch ein betriebssicheres Vorrücken des Zeigers um je einen Teilstrich bewirkt wird.

Bei der neuesten Schaltung gemäß der Abb. 7 wird hingegen durch das Anodenrelais lediglich der Kontakt für den Lokalstromkreis der Uhr

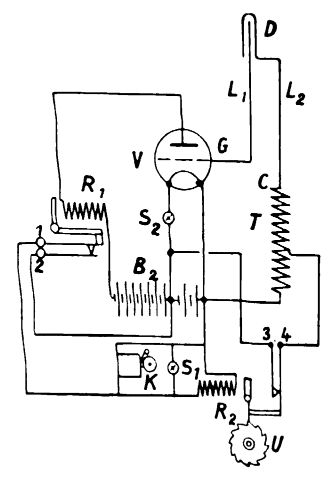


Abb. 7. Neueste Schaltung.

geschlossen. Der Unterbrechungskontakt zur Verriegelung des Gitters der Verstärkerröhre hingegen wird erst am Schlusse der Ankerbewegung und zwar an der Uhr geöffnet. Diese Schaltung, die nun ausschließlich bei den Röntgendosiszählern verwendet wird, hat eine Reihe von Vorteilen. Zunächst wird bei gleichem Anodenstrom die Sicherheit des Stromschlusses für den Uhrkontakt auf das Doppelte erhöht. Sollte es nämlich aus irgendeinem Grunde einmal vorkommen, daß die Uhr versagt, dann muß auch die Verriegelung unterbleiben. Dies hat aber zur Folge, daß das Lichtsignal des Lämpchens *S* 1 statt immer nur aufzublitzen, nunmehr dauernd leuchten muß, und ebenso wird in einem solchen Falle auch die Klingel *K* forttönen. Auf diese Weise wird also das Bedienungspersonal auf die Störung aufmerksam gemacht, so daß es nicht vorkommen kann, daß ein normales Funktionieren des Apparates vorgetäuscht wird und dadurch infolge Unachtsamkeit eine Überdosierung eintritt. Aber auch wenn der Zeiger der nach rückwärts zählenden Schaltuhr aus dem Grunde nicht mehr weiter betätigt werden kann, weil die von vornherein eingestellte Dosis bereits verabreicht worden ist, daher der Zeiger die Nullstellung erreicht hat und dort mechanisch festgehalten ist, müssen die Gefahrensignale dauernd auftreten, weil auch in diesem Falle die Verriegelung ausbleibt. Um die Betriebssicherheit dieses Schlußzeichens noch weiterhin zu erhöhen, ist noch ein hier nicht gezeichneter Kurzschlußkontakt parallel zu den beiden Verriegelungsfedern vorgesehen, indem der Zeiger in der Nullstellung gegen ein Drähtchen drückt, das diesen Kurzschluß herbeiführt.

Das kurzzeitige Mittönen der Glocke bei jedem Signalintervall hat noch den weiteren Vorteil, daß die ganze Bestrahlung mitkontrolliert wird, ohne daß das Lichtsignal selbst betrachtet werden muß. Auch das Vergessen oder das Einlegen eines etwa zu schwachen Filters wird der Bedienungsperson infolge der zu rasch aufeinanderfolgenden Zeichen nach kurzer Übung unbedingt auffallen müssen.

Wie aus der Schaltung ersichtlich ist, sind zum Betriebe lediglich ein Akkumulator von 4 Volt und eine Anodentrockenbatterie erforderlich. Dadurch, daß die Röhre als Ventil wirkt, kommt es vor allem auf genaue Beibehaltung der Heiz- und Anodenspannung nicht wesentlich an; Abweichungen bis zu 15 $^0/_0$ sind zulässig. Sollte der Heizakkumulator in seiner Spannung zurückgehen, dann wird auch in einem solchen Falle der Verriegelungskontakt nicht geöffnet werden, somit werden die Dauersignale auftreten und zur Nachladung des Akkumulators mahnen. Überhaupt wird die Verriegelung immer unterbleiben müssen, wenn aus irgendeinem Grunde der Zeiger nicht um einen vollen Teilstrich weiterspringt, sei es, daß er mechanisch blockiert ist, sei es, daß aus irgendeinem Grunde die an dem Uhrelektromagneten liegende Spannung kleiner als normal sein sollte. Es liegt also hier eine weitgehende Selbstkontrolle der ganzen Anordnung vor, welche die Betriebs-

sicherheit, die besonders für die Zwecke der Röntgendosierung unentbehrlich ist, wohl auf das denkbar größte Maß erhöht.

Die Abb. 8 zeigt eine Ausführungsform dieses integrierenden Dosiszählers, die sich gut bewährt hat. Die hochisolierte Herausführung des Gitterpoles zur Ionenkammer ist hier in einem Zuführungsrohr starr und auf dem kürzestem Wege zusammengebaut, so daß Isolationsmängel, wie es auch die Erfahrung gelehrt hat, nicht auftreten können. Die übrigen Leitungen zur Verstärkerröhre, bzw. zur Innenbelegung der Ionenkammer führen in einem Metallschlauche zum Schalttische und brauchen in bezug auf Isolation bloß von der Qualität der üblichen Lichtschnüre zu sein. Im Schalttische sind der Verriegelungstransformator, das Anodenrelais, sowie eine elektromagnetisch betätigte Stoppuhr und Meßinstrumente untergebracht. Die Schaltuhr selbst kann mittels eines Kabels am Schalttische eingesteckt und weithin sichtbar angeordnet werden. Die beiden Stromquellen befinden sich im Kasteninnern. Selbstverständlich sind alle Teile bis auf die Ionenkammer mit Blei — Eisen gegen Röntgen — aber auch gegen Hochfrequenzstörungen geschützt.

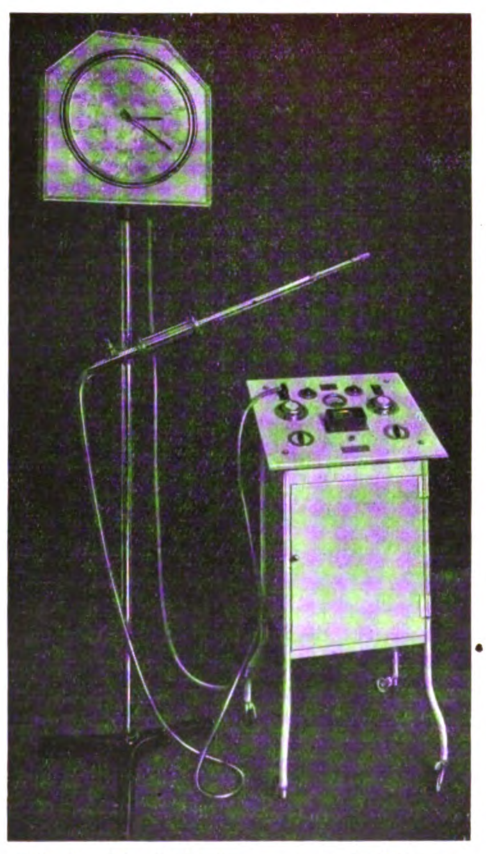


Abb. 8. Das Mekapion — erste Ausführung.

Bei der Type nach Abb. 9 ist bereits eine weitgehende Normalisierung bei größter Vereinfachung der Apparatur durchgeführt. Die Schaltuhr ist gleich in die Schaltplatte eingebaut. Weiter sind zwei Steckbuchsenpaare vorgesehen, an welche eine elektromagnetisch betätigte Stoppuhr und nach Bedarf auch eine zweite Nebenuhr angeschlossen werden können. Ein grünes Lämpchen zeigt beim Drücken auf den Einschaltknopf durch sein Dauerleuchten an, daß die Apparatur unter Strom steht. Ein zweites eingebautes Lämpchen leuchtet bei jedem Impulse nur kurzzeitig auf, und gleichzeitig ertönt ein kurzes Glockensignal.



Abb. 9. Das Mekapion — neueste Ausführung.

Die Röntgendosis für das Intervall zwischen zwei Signalen wird auf diese Weise durchaus unabhängig von der Zeit und zwar unmittelbar in Röntgeneinheiten abgelesen, da der Apparat in solchen Einheiten geeicht ist.

Die Abb. 10 weist die durchaus lineare Beziehung zwischen den Röntgeneinheiten pro Sek. und den Intervallen pro Sek. bei verschiedenen Filtern nach.[2])

Abb. 11 zeigt das Ergebnis von Eichmessungen und es darf besonders hervorgehoben werden,

[2]) Messungen der Phys. techn. Reichsanstalt, Berlin.

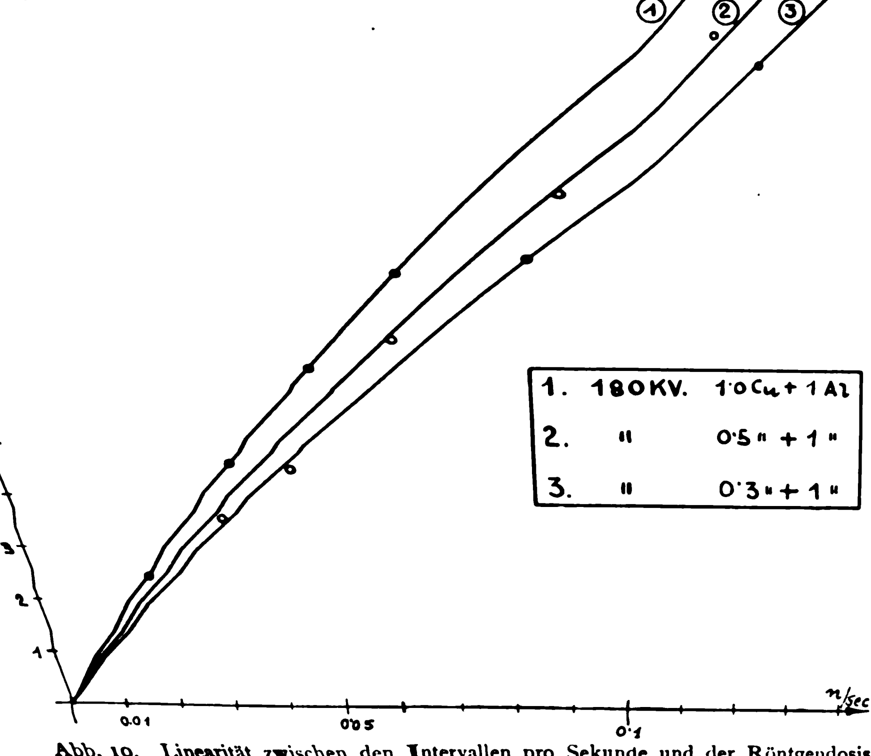


Abb. 10. Linearität zwischen den Intervallen pro Sekunde und der Röntgendosis pro Sekunde.

ersichtlich, sind jene Teile, welche nicht den Röntgenstrahlen ausgesetzt werden sollen, durch Blei ausreichend geschützt. Nach vorne ist der Bleischutz gegen ungewollte Ionisierung der Bernsteinisolation durch mehr oder weniger axiale Streustrahlung sichtbar.

Mit dem hier beschriebenen Apparate können also Überdosierungen mit all ihren Folgen sicher vermieden werden. Die Handhabung ist darart bequem und einfach, daß der Apparat während der ganzen Bestrahlung „mitlaufen" kann, wodurch diese ständig und automatisch kontrolliert ist. An einem der Buchsenpaare kann überdies auf Wunsch noch ein vorwärtslaufendes Zählwerk mit springenden Ziffern angeschaltet werden, durch deren Abdruck am Ende der Bestrahlung die erreichte Röntgendosisarbeit bleibend kontrolliert werden kann, was gerichtlich für eine Zeugenschaft nicht unwichtig ist. Mit dem Mekapion können auch Schwärzungen von Filmen, Röntgenspektrogrammen usw. dadurch gemessen werden, daß eine lichtelektrische Zelle parallel zur Ionenkammer fallweise geschaltet wird. Ferner kann die Isolation des Hochspannungstransformatorenöles bequem und sicher gemessen werden, wenn diese statt der Ionenkammer zwischengeschaltet wird. Die Bezeichnung Mekapion für den Apparat ergab sich, weil mit demselben nicht nur Megohme, sondern auch Kapazitäten und Ionisationen gemessen werden können. Der Dosiszähler bedarf fast keiner Wartung, ist

daß insbesondere im Bereiche der Spannungen von 150—200 KV, die für die Tiefentherapie wichtig sind, die Messungen bis in die weiteren Dezimalen der Röntgeneinheit durchaus konstant

Spannung am Röntgenrohr*)	Filter	Halbwertschicht in mm Cu	Dosis in R
50 kV	0,5 mm Al	0,06	2,0
70 kV	1,0 mm Al	0,09	1,8
100 kV	2,0 mm Al	0,16	1,5
150 kV	0,5 mm Cu = 1 mm Al	0,70	1,15
	1,0 mm Cu = 1 mm Al	1,01	1,15
175 kV	0,5 mm Cu = 1 mm Al	0,90	1,15
	1,0 mm Cu = 1 mm Al	1,24	1,15
200 kV	0,5 mm Cu = 1 mm Al	1,10	1,15
	1,0 mm Cu = 1 mm Al	1,60	1,15

*) Gemessen mit Kugelfunkenstrecke (Durchm. 40 cm).

Abb. 11. Eichung.

bleiben. Zugleich bildet dieses Ergebnis einen Beweis für den zweckmäßigen Bau der Ionenkammer.

Abb. 12 schließlich zeigt eine Röntgenaufnahme der Ionenkammer, die nach den Grundsätzen von Küstner und Kalkbrenner[5]) gebaut ist. Wie



Abb. 12. Röntgenaufnahme der Ionenkammer mit Zuführungsrohr beim „Mekapion".

[5]) Kalkbrenner und Küstner, Bruns Beiträge z. klin. Chir. Urban-Schwarzenberg Bd. 135, Heft 2.

im Betrieb sehr ökonomisch und außerordentlich betriebssicher.

Zusammenfassung.

Der Dosiszähler zeigt verläßlich und ziffernmäßig die jeweilige Intensität, sowie die jeweils erreichte Dosis an und signalisiert die erreichte Gesamtdosis.

Zuschriften an die Schriftleitung.

Herr O. Emersleben, Kiel, schreibt uns:

Unter der Überschrift „Gibt es einen Unterschied zwischen Stoßerregung und Aussiebung von Oberschwingungen beim ruhenden Frequenzwandler" nimmt Herr R. Kümmich in Heft 7, S. 337—345 des laufenden Jahrgangs dieser Zeitschrift, das mir leider erst gestern zuging, ausführlich Stellung zu einer Arbeit von mir über „Theorie der Frequenzvervielfachung mittelst Oberschwingungen und durch Stoßerregung". Herr Kümmich sucht meinen Beweis, daß die Aussiebung der Oberschwingungen und die Stoßerregung zwei prinzipiell verschiedene Vorgänge sind, zu widerlegen durch die Tatsache, daß ein von mir benutztes Konvergenzkriterium Fourierscher Reihen allerdings hinreichend, aber durchaus nicht notwendig sei. Die Notwendigkeit des Kriteriums ist aber von mir nicht behauptet worden. Ich weise vielmehr darauf hin, daß überhaupt noch kein geeignetes Kriterium für die Darstellbarkeit einer Funktion durch Fouriersche Reihen bekannt ist, das sowohl notwendig als auch hinreichend wäre. Aus diesem Grunde brauchte ich mit Rücksicht auf den vorliegenden Zusammenhang nicht das schärfste bekannte Kriterium zu verwenden. Die Gründe, weshalb ich im Interesse der Einfachheit der Darstellung bezüglich der Differenzierbarkeit der in Betracht kommenden Funktion reichliche Voraussetzungen gemacht habe, werde ich später ausführen.

Kiel, 17. September 1926.

O. Emersleben.

Kurze Auszüge.

Versuche mit Durchflußpyrometern.

Von M. Wenzl und E. Schulze, Oberhausen.

Auszug aus Mitteilung Nr. 92 der Wärmestelle Düsseldorf (V. D. E.).

Die Angaben von gewöhnlichen Thermoelementen am Ende des Flammrohres eines Kessels lagen bei hoher Kesselbelastung 260° unter der wahren Gastemperatur (950° C). Verschiedene Durchflußpyrometer zeigten unter gleichen Bedingungen verschiedene Gastemperaturen an. Im allgemeinen stieg die angezeigte Temperatur mit sinkendem Durchmesser. Eine starke Isolierung des Durchflußrohres führte zur Erreichung der wahren Gastemperatur, ergab aber ein zu großes Nachhinken der Anzeige infolge zu großer thermischer Trägheit. Die wahre Gastemperatur wurde mit Hilfe eines elektrisch geheizten Pyrometers durch Eingabeln von oben und von unten bestimmt. Es zeigte sich, daß sogar Durchflußpyrometer, bei denen der Gasstrom durch zwei konzentrische Rohre gesaugt wurde, noch erhebliche Fehler aufwiesen. Der Fehler konnte dadurch verkleinert werden, daß Rippen in diesen konzentrischen Rohren angebracht wurden. Ein solches Pyrometer zeigte bei einer wahren Gastemperatur von 1000° im Flammrohr noch einen Fehler von annähernd 15°. Eine zweite Bauart führte in besonders einfacher und bequemer Art zum Ziele, nämlich durch Einbau von Füllkörpern in den Raum zwischen dem Schutzrohr des Thermoelementes und dem äußeren Durchflußrohr. Eine solche Bauart zeigte bei 1000° Gastemperatur höchstens 5° Abweichung von der wahren Gastemperatur. Diese geringe Abweichung weist darauf hin, daß auch bei höheren Temperaturen mit diesem Prinzip eine richtige Gastemperaturmessung erreicht werden kann. Damit scheint der Weg gefunden zu sein, auch hohe Gastemperaturen richtig zu messen. Es gelang, das Thermoelement durch ein optisches Pyrometer in der Art zu ersetzen, daß der Boden des Elementschutzrohres von außen mit einem Glühfadenpyrometer anvisiert wurde. Dieses Verfahren eröffnet einen Weg, auch Gastemperaturen, die oberhalb des Platinschmelzpunktes liegen, zu messen.

Besprechungen.

Lübben, C., **Röhren-Empfangsschaltungen für die Radiotechnik.** (Die Hochfrequenz, Bd. 1.) XII, 206 Seiten. 191 Schaltungsbilder, 59 Textabb. und 5 Kurventafeln. Hermann Meusser, Berlin. 1926. Geb. Rm. 6,80.

Unter der zahlreichen Funkliteratur der letzten Jahre zeichnet sich obiges Buch durch seine Klarheit, Sachlichkeit und Ordnung aus. Wenn auch der Inhalt sich mehr auf eine Zusammenstellung von Empfangsschaltungen der Funktechnik erstreckt, so wird doch auch im ersten Teil in kurzer übersichtlicher Form ein Überblick über die theoretischen Zusammenhänge und der Anwendung der Elekrronenröhre gegeben.

Der Funkfreund vermißt im Hauptteil praktische Angaben über Selektivität und Ergiebigkeit der Schaltungen, kurzum ein Werturteil über die Gebrauchsfähigkeit derselben.

Vom Standpunkte des Physikers wäre es noch wünschenswert, wenn bei der nächsten Auflage des Buches, an Stelle des Wellenlängenintervalls, $\lambda_1 - \lambda_2$ (S. 121) das sonst übliche Frequenzintervall in Hertz angegeben würde. Das vortreffliche Buch kann jedermann empfohlen werden.

F. Walter.

Personalnachrichten.

Berlin. Dipl.-Ing. Prof. Engelhardt, Generalbevollmächtigter der Siemens & Halske A.-G. in Berlin, wurde von der Technischen Hochschule Berlin zum Dr.-Ing. e. h. und von der Technischen Hochschule Wien zum Dr. techn. h. c. ernannt, in Anerkennung seiner hervorragenden Leistungen auf dem Gebiete der elektrolytischen Verfahren.

Köln. Die Firma Janke & Kunkel A.-G., Fabrik physikalischer und elektro-analytischer Apparate (Kolorimeter, Chrometer, Photometer, Kapillar-Elektrometer, Gasketten-Apparaturen, Leitfähigkeitsmeß-Instrumentarium u. a. m.) wurde für ihre hervorragenden Leistungen auf der Großen Ausstellung Düsseldorf 1926 mit der Goldenen Medaille ausgezeichnet.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin W. 9, Linkstraße 33/34, 2 Treppen rechts. Telephon Lützow 2210.

Die Bürostunden sind: Montag bis Freitag von 9—4 Uhr, Sonnabends von 9—1 Uhr.

Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Sitzungen im IV. Quartal 1926.

1. Freitag, den 29. Oktober 1926 (gemeinsam mit der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin).
   Herr A. Meissner (als Gast): Versuche über piezoelektrische Kristalle bei Hochfrequenz und Erklärung der Pyro- und Piezoelektrizität (mit Experimenten).
   Fräulein E. Koch (als Gast): Ultrarote Eigenfrequenzen von Mischkristallen.
2. Freitag, den 5. November 1926.
   Herr E. Spiller: Objektive Photometrie.
3. Freitag, den 19. November 1926 (gemeinsam mit der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin).
   Herr F. Trendelenburg: Über Schallprobleme.
4. Freitag, den 26. November 1926, nachmittags $5^1/_2$ Uhr, im großen Hörsaale des Physikalischen Instituts der Universität, Berlin NW, Reichstagsufer 7—8 (gemeinsam mit der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin).
   Herr R. Ladenburg: Experimentelle Prüfungen der quantentheoretischen Dispersionsformel. (Nach gemeinsamen Versuchen mit Fräulein A. Gast und Herrn H. Kopfermann).
   Herr E. Wigner (als Gast): Über nicht kombinierende Therme in der neueren Quantentheorie.
5. Freitag, den 3. Dezember 1926, abends $7^1/_2$ Uhr, im großen Hörsaale des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule, Charlottenburg, Berlinerstraße 172.
   Herr A. Güntherschulze: Kathodenzerstäubung.
6. Freitag, den 10. Dezember 1926, nachmittags $5^1/_2$ Uhr, im großen Hörsaale des Physikalischen Instituts der Universität, Berlin NW, Reichstagsufer 7—8 (gemeinsam mit der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin).
   a) Geschäftssitzung. — b) Wissenschaftlicher Teil.
   Herr W. Ehrenberg: Über die natürliche Breite der Röntgenlinien. (Nach gemeinsamen Versuchen mit Herrn H. Mark).
   Herr A. Güntherschulze: Über einen neuen Effekt der anomalen Glimmentladung und seine Beziehung zum Pseudohochvakuum.
   Nachsitzung im Restaurant Lauer, Neue Wilhelmstr. 8.
7. Freitag, den 17. Dezember 1926, abends $7^1/_2$ Uhr, im großen Hörsaale des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule, Charlottenburg, Berlinerstraße 172 (gemeinsam mit der Physikalischen Gesellschaft zu Berlin).
   Herr W. Nernst: Zur Konstruktion störungsfreier Galvanometer. (Nach Versuchen der Herren O. Schöne (S. & H.), W. Jaeger, W. Nernst und Hasché).

Wintervergnügen am 29. Januar 1927.

Werbet neue Mitglieder!

G. Gehlhoff, 1. Vorsitzender.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Ab 1926.

Seitens des Herrn Walter Bechstein, Berlin-Marienfelde:
Herr Ing. Gustav Henkel, Berlin-Friedenau, Kaiser Allee 79.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Berndt, Dresden:
Herr Dipl.-Ing. Heyde, Wissenschaftl. Assistent am Elektrotechnischen Institut der Technischen Hochschule zu Dresden, Helmholtzstraße 9 part., Z. 16a.

Seitens des Herrn Prof. Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:
Herr Oberstudienrat Lorenz, Cottbus, Arndstraße 6.

Seitens des Herrn Prof. Martienssen, Kiel:
Herr Marineoberbaurat Schatzmann, Marinearsenal Kiel.

Ab 1927.

Seitens des Herrn Dr. Dember, Dresden:
Herr Studienreferendar Herbert Oettel, Bautzen, Bahnhofstraße 15.

Seitens des Herrn Prof. Dr. G. Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:
Herr Dr. A. Kröner, Hanau, Sandeldamm (Physiker bei W. C. Heraeus).
Physikalisches Institut der Universität Erlangen.

Seitens des Herrn Dr. K. Mey, Berlin NW:
Herr Kaufmann Hanns Hase, Berlin SW 68, Neuenburgerstraße 42.

Seitens des Herrn Dr. Ulfilas Meyer, Köln-Mülheim:
Herr Dr. Werner Stroh, Köln-Mülheim, Graf Adolfstraße 75.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Dr. Richard Ambronn, Göttingen, Rheinhäuserlandstraße 10, jetzt Direktor der „Prospektion", Gesellschaft für angewandte Geophysik m. b. H. Göttingen, Steingraben 8 I.

Herr Dr. Ludwig Bergmann, Phys. Inst. der Universität Marburg, jetzt Breslau 9, An der Kreuzkirche 4.

Herr Dr. Hans Bredemeier, Düsseldorf, Kaiser Wilhelm-



Zweites Düsseldorf

Zeitschrift für technis

1926 Siebenter Jahrgang

INHALT:

Vorträge, gehalten auf der 89 Deutscher Naturforscher und Är

IV. Elektrische Schwingu

Über piezo-elektrische Kristalle bei Hochfrequenz.

Von A. Meissner (Telefunken.)

Inhalt: Messung der Resonanzkurven des Quarzes. Wellenkontrolle durch Heliumröhre. Schwingungserzeugnisse für kürzere und längere Wellen. Sendersteuerung für kurze Wellen. Akustische und optische Anomalien. Kristallmotor. Zusammenhang zwischen optischer und mechanischer Drehung. Quarzstrukturmodell.

Die piezo-elektrischen Kristalle wurden zuerst von Cady[1]) in die Technik eingeführt und zwar sowohl zur Kontrolle der Hochfrequenzschwingungen, als auch zur Erzeugung von Schwingungen zur Steuerung von Sendern. Als piezoelektrische Körper werden in der Technik hauptsächlich Quarzplatten verwendet, geschnitten parallel der optischen Achse und senkrecht auf eine der elektrischen Achsen. Die Platte (Abb. 1) hat entsprechend ihren drei Dimensionen drei mechanische Eigenschwingungen. Erregt man die Platte durch Hochfrequenzschwingungen (Elektroden auf den Flächen *a b c d* und *d e f g*), so treten zwei der mechanischen Eigenschwingungen als elektrische Eigenschwingungen besonders her-

vor, und chend δ und

Die erst kristalle w trolle. Es

Abb

tungen und sehr interes Giebe: die erregten K Leuchteffekt

[1]) U. S. A. Patent Nr. 1 450 246 (Wellenkontrolle); U. S. A. Patent Nr. 1 472 583 (Schwingungserzeugung).

[2]) Literat Jahrbuch Bd.

Zweites Düsseldorf-Heft.

Zeitschrift für technische Physik

1926 — Siebenter Jahrgang — Nr. 12

INHALT:

Vorträge, gehalten auf der 89. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Düsseldorf.

IV. Elektrische Schwingungen.

Über piezo-elektrische Kristalle bei Hochfrequenz.

Von A. Meissner (Telefunken.)

Inhalt: Messung der Resonanzkurven des Quarzes. Wellenkontrolle durch Heliumröhre. Schwingungserzeugnisse für kürzere und längere Wellen. Sendersteuerung für kurze Wellen. Akustische und optische Anomalien. Kristallmotor. Zusammenhang zwischen optischer und mechanischer Drehung. Quarzstrukturmodell.

Die piezo-elektrischen Kristalle wurden zuerst von Cady[1]) in die Technik eingeführt und zwar sowohl zur Kontrolle der Hochfrequenzschwingungen, als auch zur Erzeugung von Schwingungen zur Steuerung von Sendern. Als piezoelektrische Körper werden in der Technik hauptsächlich Quarzplatten verwendet, geschnitten parallel der optischen Achse und senkrecht auf eine der elektrischen Achsen. Die Platte (Abb. 1) hat entsprechend ihren drei Dimensionen drei mechanische Eigenschwingungen. Erregt man die Platte durch Hochfrequenzschwingungen (Elektroden auf den Flächen *a b c d* und *d e f g*), so treten zwei der mechanischen Eigenschwingungen als elektrische Eigenschwingungen besonders hervor, und zwar die Dickenschwingung entsprechend δ und die Längsschwingung entsprechend l.[2])

Die erste technische Anwendung der Quarzkristalle war ihre Verwendung zur Wellenkontrolle. Es sind hier eine große Zahl von Schaltungen und Anordnungen gegeben worden. Eine sehr interessante Anwendung ist die von Herrn Giebe: die Ausnutzung des am hochfrequent erregten Kristall auftretenden Glimmlichtes als Leuchteffekt im Vakuum.

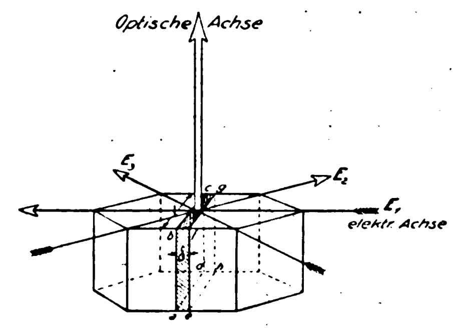


Abb. 1. Orientierung der Quarzplatte.

[1]) U. S. A. Patent Nr. 1 450 246 (Wellenkontrolle); U. S. A. Patent Nr. 1 472 583 (Schwingungserzeugung).

[2]) Literatur siehe die Zusammenfassung Scheibe, Jahrbuch Bd. 28, S. 15.

Es ergaben sich noch andere Methoden zum Nachweis und zur Demonstration der Kristallresonanzen. Abb. 6 zeigt eine solche. Hier ist mit dem Kristall, eine einfache Quarzplatte in Luft zwischen zwei Elektroden, eine Leuchtröhre verbunden. Die Leuchtröhre liegt außerhalb des Kristalls. In der Abb. liegt sie in Serie mit dem Kristall. Wird der Kristall erregt, so gibt er seine Energie an die Leuchtröhre ab. Im Resonanzmaximum leuchtet die Röhre hell auf. Die Vorzüge einer Wellenkontrolle in dieser Art sind:

1. Der Kristall kann, da er ein System für sich ist, leicht auf jede beliebige Welle gebracht werden.

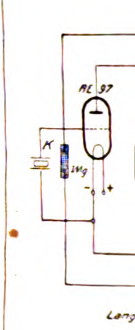
2. Der Kristall läßt sich dämpfen. Es kann also zu große Resonanzschärfe vermieden werden.

3. Der Kristall schwingt in seiner günstigsten Ausnutzung und günstigsten Erregung.

4. Die Resonanzindikation erfolgt durch starke Glimmröhren, größerer Lichtquellen.

Die Frage der Wellenkontrolle scheint so für die Technik zunächst ausreichend gelöst. Wir müssen uns nun aber fragen, ob denn überhaupt die Kontrolle des Senders durch einen Wellenstandard, ein Quarzkristall, in dieser Art für die Technik die Lösung ist. Alle diese Kontrollverfahren sind reichlich umständlich. Immer muß zuerst mit dem Sender hin- und herjongliert werden, bis man endlich auf die meist überscharfe Kristallresonanz trifft. Ein solches Verfahren ist für das Personal, mit dem wir in der Technik zu rechnen haben, oft zu schwierig. Die zweckmäßigere und logische Lösung ist hier: von vornherein die Frequenz des Schwingungserzeugers durch einen Kristall festzulegen, den Kristall als Steuerorgan und Taktgeber für den Sender zu benutzen, so daß es für den Sender unmöglich ist, in einer anderen Frequenz, als in der des Kristallfrequenznormales zu schwingen. Wir müssen den Kristall als Oszillator verwenden. Abb. 7 rechts zeigt eine der älteren Schaltungen. Der Kristall liegt am Gitter einer Verstärkerröhre, parallel zu ihm liegt ein Widerstand oder eine Drossel, in der Anode ein abgestimmter Kreis. Die Schal-

tung ist nu
gungen der
den kürzere
1 mm Dicke
tischen Grü
($\lambda = \sim 100$
dem 1 mm
schwingung
kommen d



in Betracht
erzeugung
mit 2 Röhr
an der erst
Eine kapaz
nach dem
(Abb. 8) ze
für 1—3 W
bereich vor
Sender wer
feld als W
ist für 100
Kasten fü
mit 2 Röh
2 Metallflä
rahmen in
den. Der
in die zwe
gesteckt,
eichten W
des Ampe



Abb. 8.

Es ergaben sich noch andere Methoden zum Nachweis und zur Demonstration der Kristallresonanzen. Abb. 6 zeigt eine solche. Hier ist mit dem Kristall, eine einfache Quarzplatte in Luft zwischen zwei Elektroden, eine Leuchtröhre verbunden. Die Leuchtröhre liegt außerhalb des Kristalls. In der Abb. liegt sie in Serie mit dem Kristall. Wird der Kristall erregt, so gibt er seine Energie an die Leuchtröhre ab. Im Resonanzmaximum leuchtet die Röhre hell auf. Die Vorzüge einer Wellenkontrolle in dieser Art sind:

1. Der Kristall kann, da er ein System für sich ist, leicht auf jede beliebige Welle gebracht werden.
2. Der Kristall läßt sich dämpfen. Es kann also zu große Resonanzschärfe vermieden werden.
3. Der Kristall schwingt in seiner günstigsten Ausnutzung und günstigsten Erregung.
4. Die Resonanzindikation erfolgt durch starke Glimmröhren, größerer Lichtquellen.

Die Frage der Wellenkontrolle scheint so für die Technik zunächst ausreichend gelöst. Wir müssen uns nun aber fragen, ob denn überhaupt die Kontrolle des Senders durch einen Wellenstandard, ein Quarzkristall, in dieser Art für die Technik die Lösung ist. Alle diese Kontrollverfahren sind reichlich umständlich. Immer muß zuerst mit dem Sender hin- und herjongliert werden, bis man endlich auf die meist überscharfe Kristallresonanz trifft. Ein solches Verfahren ist für das Personal, mit dem wir in der Technik zu rechnen haben, oft zu schwierig. Die zweckmäßigere und logische Lösung ist hier: von vornherein die Frequenz des Schwingungserzeugers durch einen Kristall festzulegen, den Kristall als Steuerorgan und Taktgeber für den Sender zu benutzen, so daß es für den Sender unmöglich ist, in einer anderen Frequenz, als in der des Kristallfrequenznormales zu schwingen. Wir müssen den Kristall als Oszillator verwenden. Abb. 7 rechts zeigt eine der älteren Schaltungen. Der Kristall liegt am Gitter einer Verstärkerröhre, parallel zu ihm liegt ein Widerstand oder eine Drossel, in der Anode ein abgestimmter Kreis. Die Schaltung ist nur zu brauchen für die Dickenschwingungen der Kristalle. Die Grenzen sind hier nach den kürzeren Wellen Kristallplatten von etwa 1 mm Dicke ($\lambda = \sim 100$ m); nach oben aus praktischen Gründen Platten nicht über 1 cm Dicke ($\lambda = \sim 1000$ m). Für kürzere Wellen wird mit dem 1 mm-Kristall gearbeitet und eine Oberschwingung ausgesondert. Für Wellen über 1000 m kommen die Längsschwingungen der Kristalle

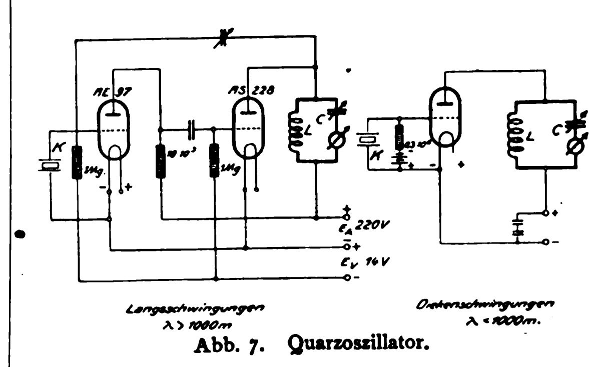


Abb. 7. Quarzoszillator.

in Betracht. Die Schaltung zur Schwingungserzeugung mit diesen ist die von Dr. Heegner mit 2 Röhren (Abb. 7 links). Der Kristall liegt an der ersten Röhre, der Kreis an der zweiten. Eine kapazitive Rückkopplung greift vom Kreis nach dem Kristall herüber. Die Photographien (Abb. 8) zeigen zwei kleine Prüf- und Meßsender für 1—3 W (an 220—440 V) geschaltet, Wellenbereich von 100 bis über 8000 m. Diese kleinen Sender werden wohl in Zukunft in keinem Prüffeld als Wellennormale fehlen. Der erste Kasten ist für 100—1000 m mit einem Rohr, der zweite Kasten für Wellen über 1000 m und arbeitet mit 2 Röhren. Der Kristall selbst liegt zwischen 2 Metallflächen, die durch einen Hartgummirahmen in entsprechendem Abstand gehalten werden. Der Kristall für die gewünschte Welle wird in die zwei Buchsen links bzw. rechts am Kasten gesteckt, der Kondensator auf den einmal geeichten Wert eingestellt und an dem Ausschlag des Amperemeters in dem in der Anode liegen-

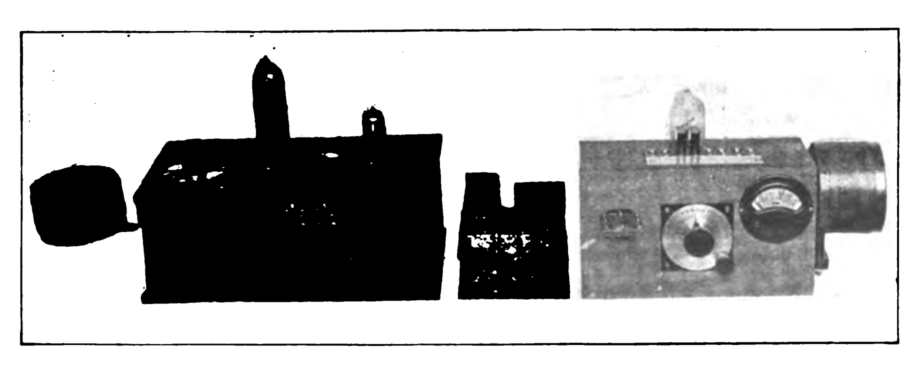


Abb. 8.

erregt. In dem Moment, in dem er in den Schwingungszustand kommt, treten an beiden Seitenflächen (Abb. 11) des Kristalls sehr starke Luftströmungen auf. Streuen wir Bärlappsamen in die Nähe der Flächen, so wird er sofort weggeschleudert. Eine Kerzenflamme wird ausgelöscht; ein Windrad, in den Luftstrom eingeführt, rotiert. Schiebt man das Rad in die Mitte des Luftstromes, bleibt es stehen, schiebt man es nach der anderen Seite des Luftstromes, so rotiert das Rad in der entgegengesetzten Richtung. Abb. 11 a zeigt die Ausdehnung dieser sehr intensiven Strömungen um den Kristall in der Horizontalen und Abb. 11 b in der vertikalen Richtung. Die Begrenzung der Strömungen an den Seiten ist ganz scharf.

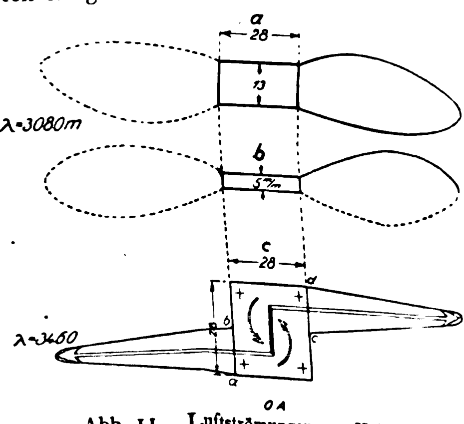


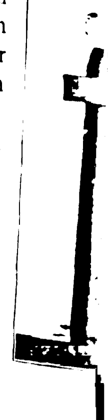
Abb. 11. Luftströmungen am Kristall.

Die Erklärung dieser Luftströmungen müssen wir in den hochfrequenten akustischen Einwirkungen des Kristalls auf die Luft suchen. Der Kristall schwingt hier wie ein longitudinaler Stab, d. h. von seinen Endflächen gehen Schallwellen aus. An sich werden durch die Schallwellen, auch bei hohen Frequenzen, in der Nähe des schwingenden Körpers natürlich keine Luftströmungen hervorgerufen. Es entstehen durch die Schallwellen nur gleichwertige Verdichtungen und Verdünnungen. Treten hier Luftströmungen auf, so müssen wir ihr Entstehen irgendwelchen anomalen Verhältnissen zuschreiben. Anomal sind hier die unverhältnismäßig kleinen Dimensionen unseres, trotz dieser kleinen Dimensionen sehr intensiven Schallgebers. Seine Flächen haben die Dimensionen 13·5 mm.

Bei der Verdichtung werden von diesen kleinen Flächen senkrecht oder etwas konisch nach außen die Luftteilchen weggestoßen. Bei Rückgang der Flächen, bei der Verdünnung, sollten nur dieselben Luftteilchen die Rückbewegung machen, so daß Verdünnung gleich Verdichtung ist. Da die Flächen hier aber klein sind und ihr Umfang dabei aber verhältnismäßig groß ist, so können in die Verdünnung von allen Seiten Luftteilchen

einströme
den früh
Teilchen,
geströmt
dichtung
wertig.
nung. V
gewinnt
Luftstron
Durch
verbunde
natürlich
die Strö
sich an d
ten wir
eine kri
tischen
der optis
13 mm in
so finden
mehr üb
nur über
seits lieg
Luftstrom
derjenige
Seitenflä
des Luft
immer ei
Durch
strömung
moment
les, wie
Drehen
im umg
hier an
Die
dazu be
bauen.
Kristall
verhinde
festigte

*) S
Annalen



erregt. In dem Moment, in dem er in den Schwingungszustand kommt, treten an beiden Seitenflächen (Abb. 11) des Kristalls **sehr starke Luftströmungen auf.** Streuen wir Bärlappsamen in die Nähe der Flächen, so wird er sofort weggeschleudert. Eine Kerzenflamme wird ausgelöscht; ein Windrad, in den Luftstrom eingeführt, rotiert. Schiebt man das Rad in die Mitte des Luftstromes, bleibt es stehen, schiebt man es nach der anderen Seite des Luftstromes, so rotiert das Rad in der entgegengesetzten Richtung. Abb. 11 a zeigt die Ausdehnung dieser sehr intensiven Strömungen um den Kristall in der Horizontalen und Abb. 11 b in der vertikalen Richtung. Die Begrenzung der Strömungen an den Seiten ist ganz scharf.

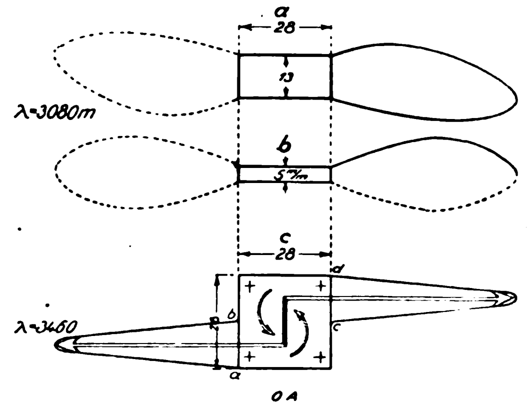


Abb. 11. Luftströmungen am Kristall.

Die Erklärung dieser Luftströmungen müssen wir in den hochfrequenten **akustischen** Einwirkungen des Kristalls auf die Luft suchen. Der Kristall schwingt hier wie ein longitudinaler Stab, d. h. von seinen Endflächen gehen Schallwellen aus. An sich werden durch die Schallwellen, auch bei hohen Frequenzen, in der Nähe des schwingenden Körpers natürlich keine Luftströmungen hervorgerufen. Es entstehen durch die Schallwellen nur gleichwertige Verdichtungen und Verdünnungen. Treten hier Luftströmungen auf, so müssen wir ihr Entstehen irgendwelchen anomalen Verhältnissen zuschreiben. Anomal sind hier die unverhältnismäßig kleinen Dimensionen unseres, trotz dieser kleinen Dimensionen sehr intensiven Schallgebers. Seine Flächen haben die Dimensionen 13·5 mm.

Bei der Verdichtung werden von diesen kleinen Flächen senkrecht oder etwas konisch nach außen die Luftteilchen weggestoßen. Bei Rückgang der Flächen, bei der Verdünnung, sollten nur dieselben Luftteilchen die Rückbewegung machen, so daß Verdünnung gleich Verdichtung ist. Da die Flächen hier aber klein sind und ihr Umfang dabei aber verhältnismäßig groß ist, so können in die Verdünnung von allen Seiten Luftteilchen einströmen. Beim nächsten Stoß werden so außer den früheren auch neue Luftteilchen, alle die Teilchen, die in die Verdünnung zusätzlich eingeströmt sind, in Bewegung gesetzt. Die Verdichtung und Verdünnung sind nicht mehr gleichwertig. Die Verdichtung überwiegt die Verdünnung. Wegen der Häufigkeit der Verdichtungen gewinnt man den Eindruck eines kontinuierlichen Luftstromes, einer Dauerströmung.[6])

Durch diese Luftströmungen und die damit verbundenen Reaktionskräfte kann der Kristall natürlich nicht in Rotation kommen. Die durch die Strömungen hervorgerufenen Kräfte heben sich an dem Kristall auf. Für die Rotation brauchten wir ein Drehmoment. Wir erhalten es durch eine kristalline Anomalie in Richtung der optischen Achse. Verlängern wir den Kristall in der optischen Achse (Abb. 11 c) — ist er statt 13 mm in der optischen Achse jetzt 28 mm breit —, so finden wir einerseits die Luftströmungen nicht mehr über die ganzen Seitenflächen, sondern nur über die Hälfte der Seite verteilt, andererseits liegen sie nicht mehr symmetrisch. Der Luftstrom an der rechten Seite setzt rechts oben, derjenige an der linken Seite links unten an der Seitenfläche an. Die Lage dieser Ansatzstellen des Luftstromes, der Schallerregung, ist aber immer eindeutig dieselbe bei demselben Kristall.

Durch eine solche Unsymmetrie der Luftströmung wird auf den ganzen Kristall ein Drehmoment ausgeübt. Er kommt, im Sinne des Pfeiles, wie ein Segnersches Wasserrad in Rotation. Drehen wir die Kristallplatte um, so rotiert sie im umgekehrten Sinne, da die Luftströmungen hier an die Flächen *a b* und *c d* gebunden sind.

Die Rotation des Kristalls kann man nun dazu benutzen, einen kleinen Kristallmotor zu bauen. Abb. 12 zeigt eine Ausführung. Der Kristall (10·10·1,5 mm) ist am Herausschleudern verhindert durch eine kleine, in seiner Mitte befestigte Achse. Sie ist nach außen geführt und

[6]) Siehe über ponderomotorische Schallwellen Neesen Annalen 1887, 441; Davis Bell Journal 1902, 129.

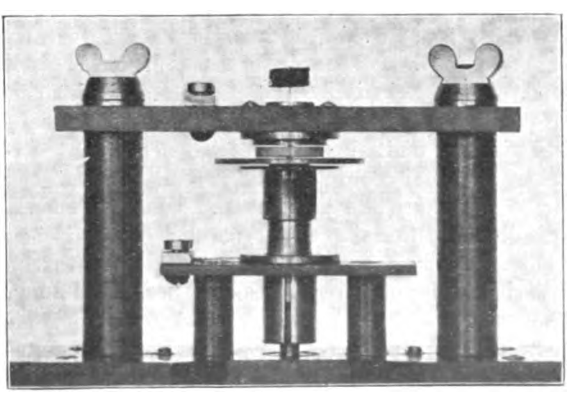


Abb. 12.



gleichzeitig die Flächen der größten molekularen Dichte in der Kristallstruktur sind, so ist durch diese Flächen ein Hinweis dafür gegeben, in welcher Art die einzelnen horizontalen Ebenen der Kristallstruktur aneinander zu reihen sind. Wir erhalten also hier einen neuen Gesichtspunkt für den Aufbau des Kristallgefüges: Die molekulare Dichte muß bei der Aneinanderreihung der Ebenen in unter den oben bestimmten Winkeln geneigten Flächen ein Maximum zeigen. Ein Strukturmodell des Quarzes, welches auf diesen Forderungen basiert, hätte folgendes Aussehen: Das Strukturelement besteht aus drei horizontalen Ebenen. Sie sind annähernd gleichweit voneinander entfernt. In den Ebenen liegen Molekülgitter aus gleichseitigen Dreiecken bzw. Sechsecken. Die Punkte in Abb. 15 entsprechen

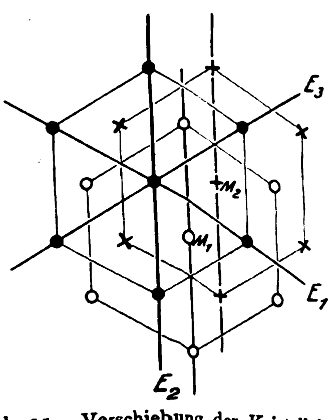


Abb. 15. Verschiebung der Kristallebenen.

den Si-Atomen, den Atomen des größten Atomgewichtes. Die Höhe c der Gitterstruktur ist annähernd gleich der Seitenlänge des Dreiecks ($a = 4{,}89$ Å; $c = 5{,}375$ Å). Die 2. und 3. Ebene sind gegen die 1. Ebene verschoben, und zwar ist die Verschiebung so, daß die Punkte M_1 und M_2 in der Richtung der Halbierenden der Winkel zwischen den elektrischen Achsen E_1 und E_2 bzw. E_1 und E_3 über die Schwerpunkte der unter ihnen liegenden Dreiecke verschoben sind. Die 4. Ebene ist gegen die 1. Ebene verschoben um die Dreiecks-Seitenlänge in der Richtung einer elektrischen Achse. Sie ist dadurch identisch mit der 1. Ebene. Der linksdrehende Kristall entsteht aus dem rechten durch Vertauschen der beiden Ebenen 2 und 3. Bezüglich der Atome ist im Modell angenommen, daß zu jedem Si-Atom oberhalb und unterhalb der Si-Ebene ein O-Atom vorhanden ist. Es soll durch diese Atome nur der optische Drehsinn des Kristalles angedeutet werden. Die Projektion der Verbindungslinie O Si O schließt einen Winkel von 120° ein. Von einer Ebene zur benachbarten ist eine Drehung um 120° angenommen. Beim rechtsdrehenden Kristall nach rechts, beim linksdrehenden

gleichzeitig die Flächen der größten molekularen Dichte in der Kristallstruktur sind, so ist durch diese Flächen ein Hinweis dafür gegeben, in welcher Art die einzelnen horizontalen Ebenen der Kristallstruktur aneinander zu reihen sind. Wir erhalten also hier einen neuen Gesichtspunkt für den Aufbau des Kristallgefüges: Die molekulare Dichte muß bei der Aneinanderreihung der Ebenen in unter den oben bestimmten Winkeln geneigten Flächen ein Maximum zeigen. Ein Strukturmodell des Quarzes, welches auf diesen Forderungen basiert, hätte folgendes Aussehen: Das Strukturelement besteht aus drei horizontalen Ebenen. Sie sind annähernd gleichweit voneinander entfernt. In den Ebenen liegen Molekülgitter aus gleichseitigen Dreiecken bzw. Sechsecken. Die Punkte in Abb. 15 entsprechen

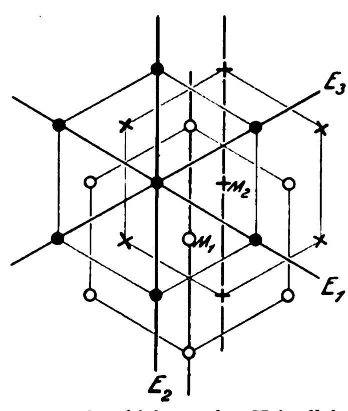


Abb. 15. Verschiebung der Kristallebenen.

den Si-Atomen, den Atomen des größten Atomgewichtes. Die Höhe c der Gitterstruktur ist annähernd gleich der Seitenlänge des Dreiecks ($a = 4{,}89$ Å; $c = 5{,}375$ Å). Die 2. und 3. Ebene sind gegen die 1. Ebene verschoben, und zwar ist die Verschiebung so, daß die Punkte M_1 und M_2 in der Richtung der Halbierenden der Winkel zwischen den elektrischen Achsen E_1 und E_2 bzw. E_1 und E_3 über die Schwerpunkte der unter ihnen liegenden Dreiecke verschoben sind. Die 4. Ebene ist gegen die 1. Ebene verschoben um die Dreiecks-Seitenlänge in der Richtung einer elektrischen Achse. Sie ist dadurch identisch mit der 1. Ebene. Der linksdrehende Kristall entsteht aus dem rechten durch Vertauschen der beiden Ebenen 2 und 3. Bezüglich der Atome ist im Modell angenommen, daß zu jedem Si-Atom oberhalb und unterhalb der Si-Ebene ein O-Atom vorhanden ist. Es soll durch diese Atome nur der optische Drehsinn des Kristalles angedeutet werden. Die Projektion der Verbindungslinie O Si O schließt einen Winkel von 120° ein. Von einer Ebene zur benachbarten ist eine Drehung um 120° angenommen. Beim rechtsdrehenden Kristall nach rechts, beim linksdrehenden nach links.[8] Dieses Modell entspricht den Forderungen:

Es ist sowohl beim rechten wie beim linken Kristall volle Symmetrie zu allen drei elektrischen Achsen gewahrt.

Es sind Flächen größter Molekularkonzentration vorhanden. Der Winkel dieser Flächen gegen die optische Achse ist derselbe, wie er sich aus den elektrisch-akustischen Beobachtungen ergeben hat, annähernd 40°. Beim linken Kristall sind diese Flächen um denselben Winkel nach rechts von der optischen Achse aus geneigt; beim rechten nach links.

Es gibt eine zweite Schar von Ebenen größter Molekularkonzentration (zweite Ordnung). Ihre Molekularkonzentration verhält sich zu der in den Flächen erster Ordnung wie 1:1,4. Die Flächen sind unter einem größeren Winkel zur optischen Achse geneigt (60°), und zwar nach der anderen Seite der optischen Achse, wie die Flächen der Hauptwelle. Diese Flächen entsprechen der Neigungsgeraden der Schallausbreitung bei der ersten Nebenwelle ($\lambda = 2810$ m). Beim linken Kristall sind die Neigungen der Ebenen usw. die umgekehrten, wie es die entsprechenden Schallfiguren verlangen.

Die Überführung des mechanisch rechtsdrehenden in das mechanisch linksdrehende System verwandelt gleichzeitig das optisch rechtsdrehende Kristall in ein optisch linksdrehendes. An sich hat natürlich die optische Rechts- und Linksdrehung der Polarisationsebene im Kristall mit der mechanischen Drehung und der Lage der Molekularflächen größter Dichte nichts zu tun. Die optische Drehung betrifft irgendwie die Atome, die mechanische den Aufbau der Gitterebene aus seinen Molekülen. Diese beiden voneinander ganz unabhängigen Phänomene sind aber hier zwangsläufig miteinander verkettet. Es gibt nicht eine Drehung ohne die andere.

Schneiden wir nun aus dem Modell eine Platte senkrecht zu einer der elektrischen Achsen, so müßte nach den früheren Festsetzungen, wenn man in der Richtung der elektrischen Achse bei der Abkühlung auf die negative Platte sieht, beim optisch rechtsdrehenden Kristall die Platte bei Hochfrequenzerregung ein Drehmoment nach rechts erhalten. Im Modell kennen wir nicht die Polarität der Platte, wir kennen nur die Richtungen der Flächen größter Moleküldichte und wissen nur, daß der betreffende Kristall z. B. rechtsdrehend ist. Dies beides genügt aber hier zur Definition der Polaritäten an der Platte. Denn durch diese beiden Angaben ist der Sinn der Neigung der Flächen größter Moleküldichte zur

[8] Über das genaue Strukturmodell und seine Beziehungen zur Piezoelektrizität erfolgt eine gesonderte Veröffentlichung.



optischen Achse definiert. Die „Neigungsgerade" unserer Platte geht beim optisch rechtsdrehenden Kristall durch Drehung von links nach rechts in die optische Achse über. Danach muß nach den früheren Festlegungen beim optisch und gleichzeitig mechanisch rechtsdrehenden Kristall die negative Seite der Fläche dem Beschauer zuliegen. Die Rotationspolarisation legt demnach hier den Polarisationszustand der Flächen, ihre Ladungen fest. Zur primitivsten Erklärung des Entstehens der Ladungen und ihrer Vorzeichen an in verschiedener Richtung geschnittenen Quarzplatten sollte man also auf die Stellung der Atome fortschreitend von einer Ebene zur nächsten im Strukturelement zurückgreifen. Einen Anhaltspunkt erhält man aus den Atomstellungen längs der Achsen des Strukturelementes. Durch Übereinanderzeichnen der Atome der drei Strukturebenen um eine der Achsen ergibt sich für jede durch die Achse gelegte Ebene zu ihren beiden Seiten bei Drehung der Ebene von 30 zu 30° verschiedene, bzw. keine Polarität.

Bei der Konstruktion des obigen Strukturmodelles ist der Hauptwert darauf gelegt, in keiner Weise in Widerspruch zu kommen mit den Ergebnissen der elektrisch-akustischen Untersuchungsmethode. Das Modell entspricht daher nicht ganz allen Ergebnissen der neuesten Röntgenstrahluntersuchungen. Es dürfte hier wohl aber sicher gelingen, Übereinstimmung zu bekommen. Natürlich ist die Methode nur als Ergänzung und hoffentlich brauchbares Hilfsmittel der mehr in die Einzelheiten gehenden Röntgenstrahlmethoden gedacht.

Die elektrisch-akustische Erregungsmethode läßt sich ohne viel Schwierigkeiten auch auf nichtpiezo-elektrische Kristalle anwenden. Vielleicht gelingt es mit ihr, ganz allgemein einige neue Gesichtspunkte für den Aufbau der Kristallstruktur zu finden.

Zusammenfassung.

Es wird ein Verfahren zur Aufnahme der Resonanzkurven des Quarzes, sowie ein neues Verfahren zur Wellenkontrolle (Heliumröhre) beschrieben. Es wird das Quarzkristall als Schwingungserzeuger behandelt insbesondere für die Steuerung kurzer Wellen. An in der optischen Achse breiteren Kristallplatten treten Unsymmetrien und Luftströmungen auf. Die Untersuchung derselben führte einerseits zur Konstruktion eines kleinen Kristallmotors, andererseits ergab sich ein Strukturmodell des Quarzkristalls. Die Zusammenhänge zwischen dem optischen und mechanischen Drehsinn einer Quarzplatte werden festgestellt; dem optischen Drehsinn entspricht ein gleicher mechanischer, die negative Seite der Quarzplatte betrachtet.

Über die Schwingungserzeugung bei Raumladegitterröhren.[1])

Von E. Alberti.

Inhalt: Fallende Charakteristik. Schwingungserzeugung. Scheinbare Übereinstimmung mit der Lichtbogenschaltung.

Bekanntlich haben die Gleichstromcharakteristiken von Doppelgitterröhren infolge von Raumladungen einen zum Teil fallenden Verlauf, der die Röhren zur Schwingungserzeugung geeignet macht. Insbesondere gilt dies von der Kennlinie des Raumladegitterstromes in Abhängigkeit von der Raumladegitterspannung bei negativer Spannung am Steuergitter. Die in diesem Fall zwischen den beiden Gittern auftretende Raumladung übt eine Steuerwirkung auf die Elektronen aus und bestimmt wesentlich die Verteilung des Emissionsstromes zwischen Anode und Raumladegitter. Sobald der gesamte Emissionsstrom seinen Sättigungswert erreicht hat, sinkt der Raumladegitterstrom zugunsten des Anodenstromes, der seinerseits stark ansteigt. Es soll nun im folgenden die Schwingungserzeugung im Gebiete der negativen Charakteristik des Raumladegitterstromes in einem Sonderfall behandelt werden.

Um bei Elektronenröhren Schwingungen zu erzeugen muß man bekanntlich eine Kapazität C und eine Induktivität L in Parallelschaltung an die Röhre legen. Die Frequenz der entstehenden Schwingungen ist dann annähernd $\omega = \frac{1}{\sqrt{L C}}$. Nach der allgemeinen Erfahrung erhält man dagegen bei Elektronenröhren in der vom Lichtbogen her bekannten Serienschaltung von negativem Widerstand, Selbstinduktion und Kapazität keine Schwingungen. Durch eine kürzlich erschienene theoretische Arbeit von Barkhausen[2]) haben wir über die näheren Zusammenhänge und Gründe dieser Erscheinung eine klare Darstellung erhalten. Es zeigt sich nun, daß bei Raumladegitterröhren auch in der Serienschaltung Schwingungen auftreten, die sich jedoch bei näherer Untersuchung als wesentlich anderer Art herausstellen. Die Schaltung geht aus der Abb. 1 hervor, aus der zunächst die Kapazität C_2 fortzudenken ist. Die Messung der Frequenz der entstehenden Schwingungen ergibt ohne weiteres die Erklärung der Erscheinung. Die Frequenz ist nämlich, wenn man mit C_2 die Kapazität der Elektronenröhre zwischen Raumladegitter und Kathode bezeichnet, $\omega = \frac{\sqrt{C_1 + C_2}}{C_1 C_2 L_1}$. Der Schwingungskreis setzt sich

[1]) Ausführliche Veröffentlichung erscheint in der Elektrischen Nachrichtentechnik.

[2]) H. Barkhausen, Jahrb. der drahtl. Tel. **27** (1926), 150.

also zusammen aus der Selbstinduktion L_1 und den beiden in Serie geschalteten Kapazitäten (C_1 und C_2). Einer der beiden Kapazitäten (C_2) ist der negative Widerstand der Elektronenröhre parallel geschaltet. Die Übereinstimmung mit der Lichtbogenschaltung ist also nur eine äußerliche, man kann sie vielmehr mit der kapazitiven

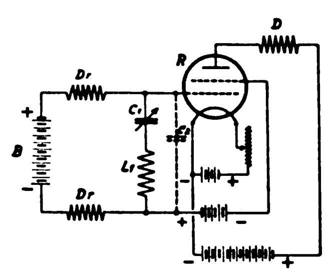


Abb. 1. Lichtbogenschaltung bei Doppelgitterröhren.

Spannungsteilerschaltung bei der gewöhnlichen rückgekoppelten Eingitterröhre vergleichen. Es ist ohne weiteres klar, daß man die Frequenz der Schwingungen nicht nur durch Änderung von C_1, sondern auch durch einen der Doppelgitterröhre parallel geschalteten Kondensator verändern kann, seine Kapazität addiert sich zur Röhrenkapazität C_2. In dieser Anordnung wurden die gemessenen Werte mit den berechneten verglichen und gute Übereinstimmung gefunden. Ohne die parallel geschaltete Kapazität würden die berechneten Werte wegen der Ungenauigkeit des Wertes der Röhrenkapazität zu unsicher sein, Schwingungen treten jedoch auch dann auf.

Bisweilen treten in der abgebildeten Schaltung auch Schwingungen anderer Frequenz auf. Es schwingt dann der durch den Kondensator C_1, die Spule L_1, die Drosseln Dr und die Batterie B geschlossene Kreis in seiner Eigenschwingung: $\omega = \frac{1}{\sqrt{C_1 (L_1 + L_{Dr})}}$, wobei L_{Dr} die Selbstinduktion der beiden Drosseln bedeutet. Die Messungen ergaben auch hier eine gute Übereinstimmung mit den berechneten Werten. Der Wirkungsgrad dieser Schwingungen betrug bei den zur Verfügung stehenden Verstärkerröhren etwa 10 %.

Ferner wurde noch die Frage untersucht, bis zu welchen niedrigsten Anodenspannungen die Raumladegittercharakteristik einen fallenden Verlauf zeigt und ob und wieweit bei Doppelgitterröhren die von Barkhausen und Kurz beobachteten Schwingungen auftreten. Verringert man nämlich in der Raumladenetzschaltung die Anodenspannung oder verbindet man schließlich die Anode unmittelbar mit dem Steuergitter, so sind die Bedingungen der Barkhausenschen Schwingungserzeugung gegeben. Allerdings ist die Anodenfläche durch die Zuschaltung des Gitters nicht mehr eine Zylinderfläche mit kreisförmigem Querschnitt. Die Aufnahme der Gleichstromcharakteristiken erfolgte an einem R-Rohr in der üblichen Anordnung. Gleichzeitig mit diesen Aufnahmen, also ohne Änderung der Schaltung wurde mit Hilfe einer um die Glaswand der Elektronenröhre gelegten Schleife mit Detektor und einem empfindlichen Galvanometer untersucht, ob Schwingungen auftraten. Die Wellenlänge dieser Schwingungen wurde in einigen Fällen mit einem Lecherschen Drahtsystem gemessen.[3]) Es ergaben sich die in Abb. 2 wiedergegebenen Kurven.

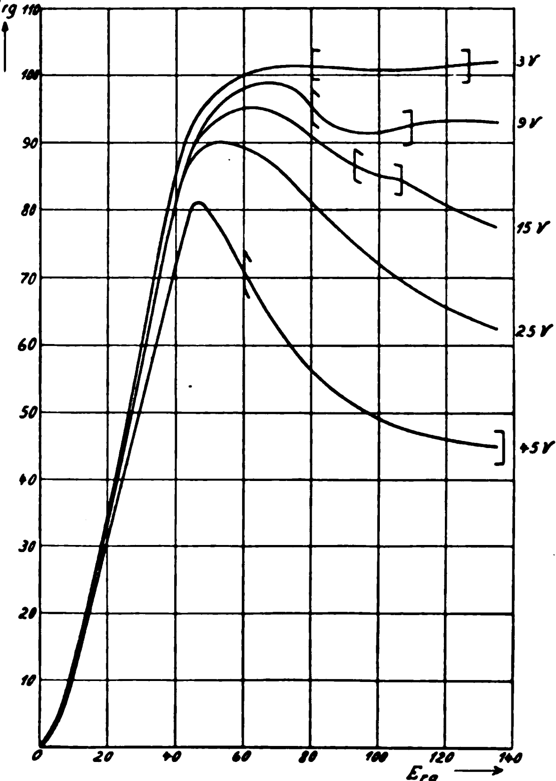


Abb. 2. Doppelgitterröhrencharakteristiken mit Schwingungsbereichen.

Parameter ist die Anodenspannung. Die Bereiche, innerhalb deren Schwingungen beobachtet wurden, sind mit eckigen Klammern eingegrenzt. Es traten danach z. B. bei einer Anodenspannung von 45 V Schwingungen zwischen 60 und 130 V Raumladegitterspannung auf. Aus den Beobachtungen ergibt sich, wenn wir von den Einsattelungen bei der 9 V- und der 15 V-Kurve, die nicht regelmäßig auftraten, absehen, daß der negative Teil der Charakteristik ungefähr zwischen 5 und 10 V Anodenspannung praktisch verschwindet. Bei den Wellenlängenmessungen in dieser Schaltung ohne

[3]) Die Messung der Wellenlängen wurde in freundlicher Weise von Hrn. Dr. Scheibe, dem ich auch an dieser Stelle meinen Dank sagen möchte, mit einem von ihm gebauten Lecherschen Drahtsystem ausgeführt.

jeden Schwingungskreis ergab sich eine Länge von 95 cm, die sich nur wenig mit den Versuchsbedingungen änderte.

Zusammenfassung.

1. Bei der der Lichtbogenschaltung analogen Anordnung ergeben sich Schwingungen in einem Kreise, der über die Kapazität der Röhre geschlossen ist.

2. Wellenlängenmessungen der Schwingungen nach Barkhausen-Kurz ergaben etwa 95 cm bei einer Verstärker-Röhre der Type *R*.

Drahtlose Bildtelegraphie.

Von A. Korn.

Der Vortragende demonstriert durch Vorzeigung der jüngsten drahtlosen Bildübertragungen, welche mit Hilfe des Saitengalvanometers im Empfänger aufgenommen wurden, welcher Leistungen das Saitengalvanometer fähig ist. Dieses Empfangsinstrument bewältigt alle Telegraphiergeschwindigkeiten, welche bisher und in absehbarer Zeit möglich sind. Im Sender behauptet sich wegen ihrer besonderen Einfachheit noch die telautographische Methode (Abtastung eines auf einer Metallfolie in nichtleitender Materie aufgetragenen Bildes mit Hilfe einer Metallspitze) für manche Anwendungen; die wichtigste Methode wird aber stets die Methode der lichtelektrischen Zellen sein, welche die Helligkeiten der einzelnen Bildelemente im Geber mit Hilfe der Eigenschaften lichtelektrischer Zellen abtastet. Neben den Selenzellen, welche die stärksten lichtelektrischen Effekte haben, werden die Alkalizellen, welche sich durch die nahezu fehlende Trägheit auszeichnen, verwandt. Die Alkalizellen beruhen auf einer von Hertz und Hallwachs entdeckten Eigenschaft des Lichtes, von negativ geladenen Metallplatten negative Teilchen abzuschleudern, so daß hierdurch elektrische Ströme erzeugt werden können, deren Intensitäten den auffallenden Lichtintensitäten in weiten Bereichen proportional sind. Schon im Jahre 1907 sind die Alkalizellen von Rosenthal in München, der durch Korns Bildübertragungen zwischen Berlin und München angeregt wurde, in die Bildtelegraphie eingeführt worden, praktisch ist die Verwendung erst dank den Verstärkerröhren geworden. Korn arbeitet mit Alkalizellen neben Selenzellen seit etwa drei Jahren; die schönen Übertragungen der American Telegraph and Telephone Co., von Ranger und der Telefunken-Gesellschaft wurden mit Alkalizellen im Sender erreicht, auch der französische Ingenieur Belin, der sich um die sogenannte Reliefmethode besonders verdient gemacht hat, arbeitet seit einiger Zeit mit Alkalizellen im Sender. Der Vortragende gab eine Übersicht über die verschiedenen Empfangsmethoden: die ursprüngliche elektromechanische und elektrochemische Empfangsmethoden der Kopiertelegraphen, die jetzt durch den demnächst einzuführenden Bildrundfunk wieder zu Ehren kommen werden, da diese Methoden die Konstruktion billiger Empfangsgeräte zulassen; neben dem Saitengalvanometer- und Oszillographen-Empfänger den Glimmlichtempfang und den Kerrzellen-Empfänger. Die Glimmlichtlampe, gleichfalls von Korn bereits von 1901 an für die Zwecke der Bildtelegraphie benutzt, reagiert nahezu trägheitslos in ihren Lichtintensitäten auf Spannungsmodulationen, welche durch die empfangenen telegraphischen Zeichen ausgelöst werden. Gleichfalls nahezu trägheitslos ist die Kerrzelle, welche zuerst von Sutton 1890 für einen Fernseh-Empfänger vorgeschlagen wurde und jüngst durch Karolus durch Hinzunahme geeigneter Verstärkungen für den Empfang in der Bildtelegraphie geeignet gemacht wurde. Die Kerrzelle beruht auf einer von dem Amerikaner Kerr gemachten Entdeckung, nach welcher gewisse Flüssigkeiten durch elektrische Spannungen in ihren optischen Eigenschaften geändert und durch die Flüssigkeiten hindurchtretende Lichtstrahlen somit infolge von telegraphischen Zeichen in ihren Intensitäten moduliert werden.

Das elektrische Fernsehen mit Hilfe einer Leitung oder drahtlos mit Hilfe einer Trägerwelle ist nach Korn nicht durchführbar, auch nicht bei Verwendung kurzer Wellen; für das elektrische Fernsehen bleibt nur die Möglichkeit der Verwendung vieler Leitungen und vieler Trägerwellen, und das würde zurzeit mit solchen Kosten verbunden sein, daß es wirtschaftlich noch nicht in Betracht kommt.

Ein Sendeverfahren für kurze Wellen.

Von Nicolai von Korshenewsky, Berlin.

Inhalt: Einfluß der Schwingungsrichtung auf die Fortpflanzung und den Empfang kurzer Wellen. Vorteile der Verwendung zirkular polarisierter Schwingungen. Auslöschung der Empfangsintensität durch Interferenzen. Methode zur Erzeugung nicht interferenzfähiger Wellenzüge.

Wenn im folgenden über kurze Wellen gesprochen wird, so ist darunter der ganze Bereich der Wellenlängen zu verstehen, deren Übertragung vom Sender zum Empfänger im wesentlichen durch normale Brechungen und Reflexionen in den höheren atmosphärischen Schichten erfolgt. Über den Vorgang der Fortpflanzung der Wellen wissen wir, daß auf dem Wege vom Sender zum Empfänger die elektromagnetische Welle atmosphärische Schichten durchdringt und von solchen reflektiert wird, und daß die elektrischen und magnetischen Konstanten dieser Schichten, wie auch ihre geometrische Konfiguration sehr verschieden und einem ständigen Wechsel unterworfen sind. Wir haben es hierbei also mit den

Gesetzen der elektromagnetischen Lichttheorie zu tun und es finden Brechungen aus einem optisch dichteren in ein optisch dünneres, wie auch umgekehrt, aus einem optisch dünneren in ein optisch dichteres Medium statt. Ebenso ist die Art der Reflexionen eine verschiedene. Sie erfolgen an Grenzflächen von Schichten, die als Isolatoren von verschiedener Dielektrizitätskonstante zu betrachten sind, wie auch an leitenden Flächen, die als mehr oder weniger vollkommene Spiegel wirken. Die Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit wird dabei bekanntlich durch die herrschende Ionen- bzw. Elektronendichte modifiziert. Ob nun die einzelnen Trennungsschichten in der Atmosphäre mehr den Charakter der Grenzschicht zweier Dielektrika, oder aber einer leitfähigen Fläche haben, hängt bekanntlich ceteris paribus von der verwendeten Frequenz ab, je nachdem, ob der Leitungsstrom oder der Verschiebungsstrom von ausschlaggebender Bedeutung ist. Gesetzt den Fall, uns wären in einem gegebenen Moment die meteorologischen Verhältnisse der Atmosphäre zwischen Sender und Empfänger völlig bekannt, so könnte der elektromagnetische Strahl auf seinem Wege vom Sender zum Empfänger im einzelnen verfolgt werden und wir könnten hinsichtlich der Orientierung der Sende- oder Empfangsantenne die günstigsten Bedingungen aufstellen. Abgesehen von der Richtung der ausgesandten Strahlung ist für die Frage der Intensitäten am Empfangsort die Polarisationsrichtung der Strahlung von ausschlaggebender Bedeutung, denn die Intensität sowohl der gebrochenen wie auch der reflektierten Wellen hängt von der Lage der Polarisationsebene zur Einfallsebene ab. Durch die Fresnelschen Gleichungen sind die Intensitäten der reflektierten und gebrochenen Strahlen gegeben. Zur Entscheidung der Frage, ob die elektromagnetischen Wellen den Empfangsort erreichen, genügt also nicht die Kenntnis der geometrischen Lage der Schichten und des Einfallswinkels des Strahles, sondern ist auch die Kenntnis der Orientierung der Polarisationsebene erforderlich. Greifen wir einen Fall heraus, daß die einfallende Strahlung, wie in der Abb. 1 dargestellt, an einer Schichtgrenze von einem dünneren zu einem dichteren Medium übergeht, ein Fall, der z. B. dann auftritt, wenn die höhere Schicht an der Stelle eine geringere Ionenkonzentration und somit eine größere wirksame Dielektrizitätskonstante als die untere Schicht besitzt, so wird, wie in der Abb. 1 dargestellt, im reflektierten Strahl vorzugsweise die senkrecht zur Einfallsebene schwingende Komponente des elektrischen Feldes enthalten sein; der gebrochene Strahl enthält die in der Einfallsebene orientierte Komponente. Entspricht nun der Einfallswinkel dem Polarisationswinkel, so wird von dieser Grenzschicht überhaupt keine Reflexion erfolgen, falls die elektrische Feldstärke in Richtung der Einfallsebene schwingt. Es gelangen daher zum Empfangsort überhaupt keine Schwingungen, obgleich nach den geometrischen Bedingungen eine Reflexion stattfinden müßte. Es ist daher in dem angegebenen Falle die Verwendung einer Antenne, die linear polarisierte Wellen aussendet, deren elektrische Schwingungen an der reflektierenden Fläche in der Einfallsebene orientiert sind, denkbar ungünstig, da die ganze Strahlung durch die Schicht gebrochen

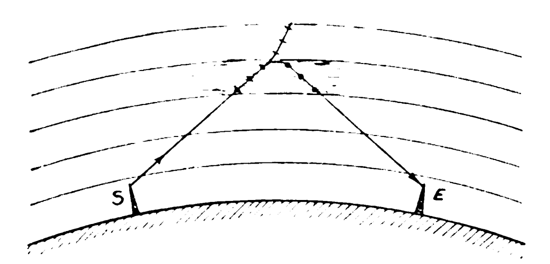


Abb. 1. Brechung und Reflexion elektromagnetischer Wellen.

werden würde und nicht an den Empfangsort gelangt. Die günstige Polarisationsrichtung für diesen Fall wäre eine solche, bei der die elektrischen Schwingungen senkrecht zur Zeichenebene erfolgen. Gleichwohl, wenn man auch für den einzelnen theoretisch konstruierten Fall eine günstige Polarisationsrichtung angeben könnte, so ist für die Praxis der Nachrichtenübermittlung damit nicht gedient, da ja die atmosphärischen Verhältnisse einem ständigen kontinuierlichen oder sprunghaften Wechsel unterworfen sind. Außerdem ist zu beachten, daß auf dem Wege durch die atmosphärischen Schichten nicht nur durch Brechungen und Reflexionen, sondern auch durch magnetische und unter Umständen elektrische Einflüsse eine Drehung der Polarisationsebene erfolgt und diese Verhältnisse sich auch während des Betriebes ändern. Es ist somit klar, daß die Wahrscheinlichkeit, daß bei Verwendung von dauernd in einer Ebene linear polarisierten Wellen mit einer für den Empfang günstigen Polarisationsrichtung gearbeitet wird, außerordentlich gering ist und eine günstige Orientierung auch nur zeitweise auftreten kann. Dies ist die erste Ursache der Auslöschung der Empfangsintensität (Fadingeffekt), die wir betrachten. Zur Vermeidung dieser Störungsquelle empfiehlt es sich, an Stelle von linear polarisierten ungedämpften Wellen, wie bisher gearbeitet worden ist, für die Nachrichtenübertragung mittels kurzer Wellen zirkular polarisierte bzw. elliptisch polarisierte Wellen zu verwenden. Eine zirkular polarisierte Welle, ein Drehfeld, hat be-

kanntlich keine bevorzugte Polarisationsrichtung und kann zerlegt werden in zwei senkrecht zueinander polarisierte Felder, die eine gegenseitige Phasenverschiebung von 90^0 haben und deren Richtung in der Schwingungsebene nicht festgelegt ist. Es wird ja natürlich auf dem langen Wege vom Sender zum Empfänger nach erfolgten Brechungen und Reflexionen die Bevorzugung einer bestimmten Polarisationsrichtung auftreten, die unter Umständen ungünstig liegt. Die Möglichkeit des absoluten Verschwindens der Empfangsintensität oder aber eine bedeutende Schwächung derselben ist aber bei dem angegebenen Sendeverfahren natürlich wesentlich verringert.

Eine zweite Ursache des Fadingeffektes besteht nun darin, daß die am Empfangsort ankommende Strahlung wohl mit genügender Intensität da ist, aber die ankommende Polarisationsrichtung ungünstig gegenüber der Empfangsantenne orientiert ist. Auch dieses ist eine

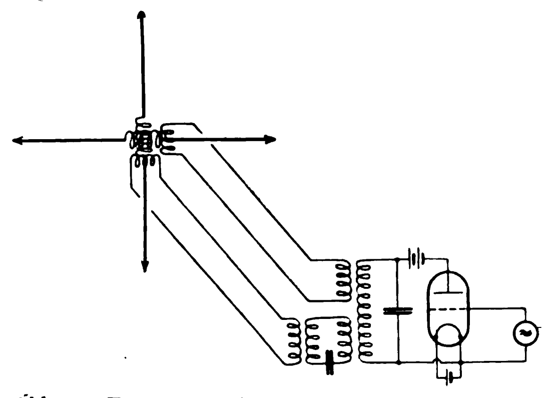


Abb. 2. Erzeugung zirkular polarisierter Schwingungen.

Frage der Orientierung der Polarisationsebene der einfallenden Strahlung, der Lage der brechenden und reflektierenden Schichten ihrer optischen Konstanten, wie auch des Einflusses magnetischer und möglicherweise elektrischer Felder. Auch der Einfluß dieser Ursache der Fadings wird durch Verwendung zirkular polarisierter Felder, wie nach obigen Ausführungen ohne weiteres verständlich, behoben bzw. verringert. Vorschläge, elliptisch oder zirkular polarisierte Wellen zu verwenden, sind bereits vor mehr als 20 Jahren gemacht worden [1]), haben aber infolge der Entwicklung, die die Radiotechnik nahm, keine Bedeutung erlangt. Heutzutage aber, wo statt der langen Wellen für die Nachrichtenübermittlung kurze, ungedämpfte Wellen von beträchtlicher Energie erzeugt und verwendet werden, sollte angesichts der oben ausgeführten physikalischen Vorgänge den zirkular polarisierten Schwingungen besondere Beachtung geschenkt werden.

[1]) Alessandro Artom, Verh. der Akademia dei Lincei zu Rom (Bd. XII, I. Halbjahr. 5. Serie, 6. Heft). Sitzung vom 15. März 1903.

Was nun die Erzeugung der zirkular polarisierten Felder anbelangt, so ist diese denkbar einfach. Es werden zu diesem Zweck, wie in Abb. 2 angegeben, zwei senkrecht zueinander orientierte Linearantennen verwendet, die mit einer gegenseitigen Phasenverschiebung von 90^0 erregt werden. Wie in der Abb. dargestellt, werden die beiden Antennen von dem gleichen Sender (Röhrensender) erregt, wobei die eine Antenne mit dem Sender direkt durch eine Übertragungsleitung verbunden ist, während die Verbindung der anderen Antenne mit dem Sender durch eine elektrisch äquivalente Übertragungsleitung unter Zwischenschaltung eines Schwingungskreises zur Herstellung der Phasenverschiebung von 90^0 erfolgt.

Eine weitere Ursache der Auslöschung der Empfangsintensitäten, die wohl von wesentlichster Bedeutung ist, ist die Interferenz zweier oder mehrerer auf verschiedenen Wegen an den Empfangsort gelangender Strahlen. Die prinzipiellen Verhältnisse sind in Abb. 3 dargestellt. Bei relativ kurzen Entfernungen zwischen Sender und Empfänger, also im Empfangsorte E_1, ist

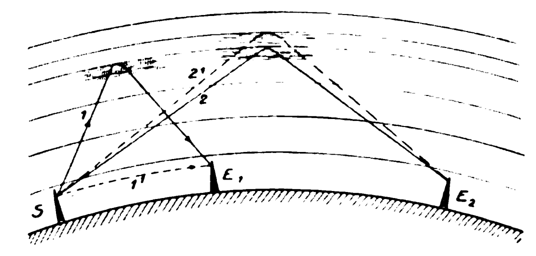


Abb. 3. Gangunterschiede der ankommenden Wellen.

es z. B. die Interferenz zwischen dem von den höheren atmosphärischen Schichten zurückkehrenden Strahl 1 und dem direkt längs der Erdoberfläche vom Sender S zum Empfangsort fortschreitenden Strahl 1'. Bei weiteren Entfernungen, wie dies durch den Empfangsort E_2 angedeutet ist, wo der direkte längs der Erdoberfläche fortschreitende Strahl nicht mehr in Betracht kommt, sind es die Interferenzen verschiedener Strahlen, die über die höheren atmosphärischen Schichten zum Empfangsort gelangen, z. B. der Strahlen 2 und 2', die, wie in der Abb. angedeutet, an verschiedenen Trennungsflächen reflektiert werden und sich am Empfangsort wieder vereinigen. Solche Interferenzwirkungen sind natürlich auf dem ganzen Wege, den die elektromagnetischen Wellen zurücklegen, von Bedeutung. Durch die vorstehend beschriebene Methode wird die Interferenzfähigkeit der über verschiedenen Wegen zusammentreffenden Wellen ebenfalls verringert. Zwar ist die Bedingung für die Auslöschung zirkular polarisierter Wellen

ebenso wie für linear polarisierte Wellen ein Gangunterschied von einer halben Wellenlänge, da jedoch bei zirkular polarisierten Wellen die Brechungen und Reflexionen stets zweier Komponenten zu berücksichtigen sind, so ist die Wahrscheinlichkeit einer völligen Auslöschung ebenfalls wesentlich verringert. Das erhellt aus der Überlegung, daß z. B. auf dem einen Wege die Strahlung den Charakter einer zirkular polarisierten beibehält, während auf dem anderen Wege infolge von Brechungen und Reflexionen zusätzliche Phasenverschiebungen bzw. Änderungen der Amplituden der Komponenten auftreten und elliptische Schwingungen entstehen. Trotzdem ist es einleuchtend, daß auch zirkular bzw. elliptisch polarisierte Wellen durch Interferenz völlig ausgelöscht, zum mindesten aber stark geschwächt werden können, da es sich doch um von einer Strahlungsquelle ausgehende kohärente Schwingungen handelt. Um auch diese Störungsursache vollkommener zu beseitigen, kann der Vorschlag, nicht mit dauernd in einer Ebene polarisierten Wellen zu arbeiten, in einer anderen Weise verwirklicht werden, nämlich derart, daß am Sender Wellen ausgesandt werden, die zwar linear polarisiert sind, deren Polarisationsebene sich aber ständig in schneller Aufeinanderfolge ändert. Rein theoretisch gesprochen, könnte hier also z. B. eine Linearantenne verwendet werden, die während des Betriebes in schneller Aufeinanderfolge in einer Ebene verschiedene Lagen einnimmt. Auf die technische Lösung des Problems wird sofort eingegangen werden. Solche Wellen, deren Schwingungsrichtung ständig wechselt, sind bei größeren Gangunterschieden nicht mehr interferenzfähig, da die Bedingung der Kohärenz nicht erfüllt wird. Wie die Theorien ergeben und Experimente gezeigt haben, treten bei der Übertragung kurzer Wellen Interferenzen von verschiedenen Strahlen, deren Wegdifferenz hunderten und tausenden von Wellenlängen entspricht, auf. Die technische Lösung der Erzeugung von Wellen, deren Polarisationsebene nicht dauernd konstant ist, sondern in schneller Aufeinanderfolge sich ändert, ist ebenfalls nicht schwierig. Natürlich muß von mechanischen Rotationen abgesehen werden, da dieses konstruktiv unzweckmäßig wäre und vor allen Dingen ein genügend schneller Wechsel, der mit Rücksicht auf die Zeichenübertragung erforderlich ist, durch mechanische Rotation nicht zu erreichen ist. Der Vorschlag geht nun dahin, mit rein elektrischen Mitteln eine solche Schwingungserzeugung zu erzielen. Zu diesem Zweck sendet man zwei zirkular polarisierte Wellen aus, und zwar eine rechts zirkular polarisierte und eine links zirkular polarisierte. Bekanntlich addieren sich zwei im entgegengesetzten Sinn rotierende Drehfelder zu einem linear polarisierten Wechselfelde, wie das der Übersichtlichkeit halber durch Abb. 4 näher erläutert ist. m_1 sei die Feldstärke des, wie durch den Pfeil angedeutet, im Uhrzeigersinn rotierenden Vektors, während m_2 der Vektor des im entgegengesetzten Sinn rotierenden Zirkularfeldes sei. Die Resultate dieser beiden mit gleicher Geschwindigkeit im entgegengesetzten Sinn rotierenden Felder schwingt auf einer Geraden, die den Winkel zwischen m_1 und

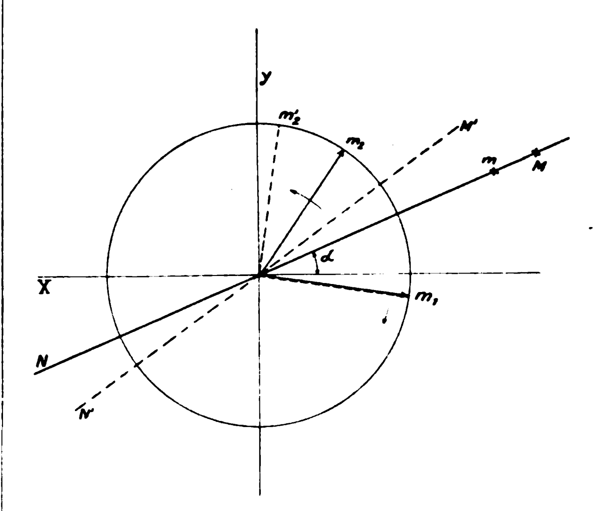


Abb. 4. Superposition einer rechts und einer links zirkular polarisierten Schwingung.

m_2 halbiert, hin und her, wie das aus der Abb. hervorgeht. In dem gezeichneten Moment ist die resultierende Feldstärke m. Ihr Maximalwert ist durch den Punkt M angegeben, der dann eintritt, wenn die Vektoren m_1 und m_2 auf ihrem Umlauf zusammenfallen. Diese Amplitude ist gleich der Summe der Intensitäten der beiden Zirkularfelder. Die Richtung der resultierenden, linear polarisierten Schwingungen, d. h. die Richtung der Geraden MN, hängt von den Anfangsphasen der beiden Zirkularfelder ab und ist durch die Gleichung $y = x \operatorname{tg} \alpha$ gegeben, d. h. wenn der Vektor m_2 dauernd entgegengesetzt dem Sinn des Uhrzeigers rotiert, so hängt die Richtung des resultierenden, durch Kombination mit dem zweiten Zirkularfelde entstehenden linear polarisierten Feldes von dem Moment ab, wo die Rotation des anderen Zirkularfeldes einsetzt. Wird also beispielsweise, bildlich gesprochen, m_1 so lange festgehalten, bis m_2 in die Lage m_2' gelangt ist, so daß erst von diesem Moment ab beide Zirkularfelder ausgestrahlt werden, so nimmt die Schwingungsrichtung des resultierenden, linear polarisierten Feldes die neue Lage $N'M'$ ein. Wir sehen somit, daß durch periodische Unterbrechung der Schwingungsausstrahlungen des einen Zirkularfeldes in der darauffolgenden Zeit die

Schwingungsrichtung des resultierenden Feldes ihre Lage ändert. Wie leicht ersichtlich, darf die Schwingungsunterbrechung des einen Feldes nicht gleich der Zeit einer vollen Umdrehung bzw. einem Vielfachen einer vollen Umdrehung sein, da dann die Richtung des resultierenden, linear polarisierten Feldes unverändert bliebe.

Um folglich die physikalisch soeben erläuterte Erzeugung eines resultierenden, linear polarisierten Feldes, dessen Polarisationsrichtung ständig wechselt, technisch zu realisieren, genügt einfach die Kombination zweier derartiger gekreuzter Antennensysteme, wie das in Abb. 2 dargestellt war, von denen das eine Antennenpaar ein Rechtsfeld und das andere Antennenpaar ein Linksfeld erzeugt und dabei die Schwingungserzeugung für das eine Antennenpaar im bestimmten Rhythmus unterbrochen wird. Dann erhält man ein resultierendes, linear polarisiertes Feld mit wechselnder Richtung der Polarisationsebene. Die Richtungsänderung wird also durch die Unterbrechungsdauer bestimmt.

Nach der letzthin erläuterten Methode werden somit die oben angegebenen Vorteile der Verwendung eines zirkular polarisierten Feldes erzielt und noch dazu die Interferenzfähigkeit der ausgesandten Schwingungen verhindert bzw. vermindert, so daß alle drei betrachteten Gründe der Auslöschung der Empfangsintensität vermieden, oder auf jeden Fall ihr Einfluß wesentlich geschwächt wird.

Es kann noch betont werden, daß insbesondere bei Anwendung des zuletzt beschriebenen Sendeverfahrens am Empfangsort mit Vorteil eine Antennenanordnung und Empfängerschaltung verwendet werden kann, bei welcher der Indikatoreffekt unabhängig von der Polarisationsrichtung der auftreffenden Wellen ist.

Röhrensenderschaltungen insbesondere für kurze Wellen.

(Auszug.)

Von W. Kummerer.

Inhalt: Es wird darauf hingewiesen, daß bei fremdgesteuerten Röhrensendern Schwierigkeiten entstehen durch Rückwirkung des Hauptsenders auf den Steuersender, welche durch die innere Röhrenkapazität der Hauptschwingröhre verursacht wird; dann werden einige Mittel zur Beseitigung dieses Übelstandes angegeben.

Schon für die Wellenlängen des Rundfunks, besonders aber für die kurzen Wellen unter 100 m befriedigen die einfachen Schaltungen der Fremdsteuersender nicht mehr. Die Gründe hierfür sind die durch die innere Röhrenkapazität bewirkte Rückkopplung des Hauptsenders, welche meist Selbsterregung zur Folge hat und die Rückwirkung des Hauptsenders auf den Steuersender. Es zeigt sich, daß eine Veränderung der Größe der Anodenwechselspannung des Hauptsenders einen veränderlichen Blindstrom auf den Steuersender überträgt und dadurch die Wellenlänge des Steuersenders beeinflußt. Eine Verdrehung der Anodenwechselspannung des Hauptsenders nach ihrer Phase, hervorgerufen durch Verstimmen des Hauptsenders bewirkt eine Energieübertragung bzw. einen Energieentzug vom Hauptsender auf den Steuersender.

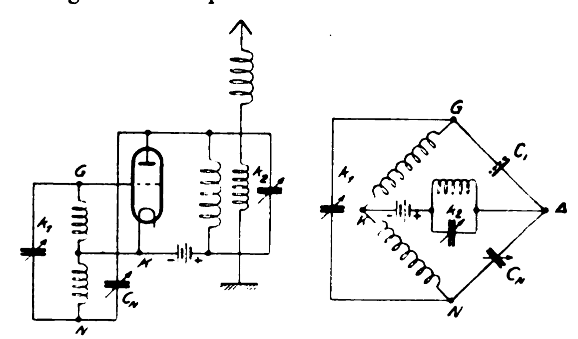


Abb. 1. Gitterkompensationsschaltung.

Gut bewährt zur Beseitigung dieser Übelstände haben sich Brückenschaltungen. Abb. 1 zeigt die Gitterkompensationsschaltung. Durch diese wird die Rückwirkung auf den Steuersender aufgehoben, es bleibt jedoch eine Rückkopplung des Hauptsenders bestehen, welche zwar meist keine Selbsterregung bewirkt, jedoch eine unerwünschte Dämpfungsreduktion des Schwingkreises zur Folge hat. Abb. 2 zeigt die Anodenkompensation, welche frei

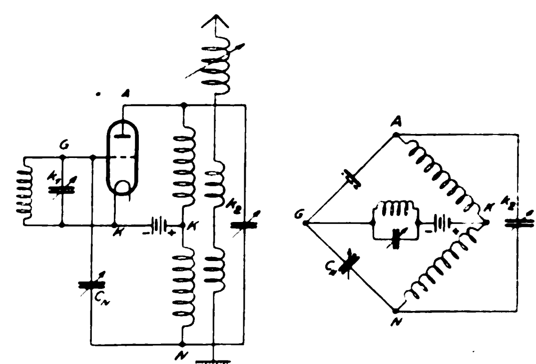


Abb. 2. Anodenkompensationsschaltung.

von Rückwirkung und auch von Rückkopplung ist. Zum Abgleichen der Brücke läßt man nur den Steuersender schwingen und gleicht den Kompensationskondensator in bekannter Weise ab. Dies kann bei geheizter oder ungeheizter Hauptschwingröhre geschehen. Im ersteren Falle ist jedoch der Elektronenstrom zwischen Glühfaden und Gitter und Glühfaden und Anode zu sperren.

Ein anderer Weg zur Beseitigung der Rückwirkung ist die Anwendung einer Frequenz-



vervielfachung zwischen Steuersender und Haupt-

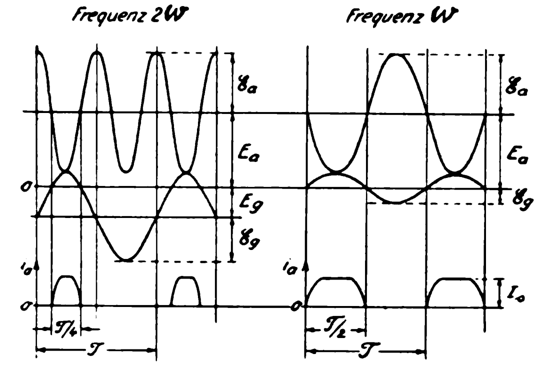


Abb. 3. Spannungs- und Stromverlauf bei Frequenzverdoppelung.

sender; hierbei schwingt der Steuersender mit der Frequenz ω, während der Hauptsenderschwingkreis auf die Frequenz $n\,\omega$ abgestimmt wird. Abb. 3 zeigt den Verlauf der Anodenwechselspannung, der Gitterwechselspannung und des Anodenstromes für Frequenzverdopplung. Die Abbildung läßt erkennen, daß bei richtiger Wahl der Gitterwechselspannung und Gittervorspannung die Röhre bei Frequenzverdopplung genau 50 % der normalen Energie zu liefern vermag. Die Frequenzverdopplung wird bei Kurzwellensendern häufig angewandt, besonders bei Benutzung von Kristallsteuerung.

Zusammenfassung.

Bei fremdgesteuerten Röhrensendern haben sich zur Beseitigung der Rückwirkung des Hauptsenders auf den Steuersender Brückenschaltungen gut bewährt. Ein anderer Weg ist die Anwendung der Frequenztransformation, welche besonders für Kurzwellensender mit Kristallsteuerung vielfach angewandt wird.

V. Schwachstromtechnik.

Ein neuer Schallmesser für die Praxis.

Von H. Barkhausen, Dresden.

Ich weiß nicht, ob Ihnen schon aufgefallen ist, daß wir für die Lautstärke irgendwelcher Schallquellen noch gar kein zahlenmäßiges Maß haben. Wir müssen uns zur Kennzeichnung mit allgemeinen Redensarten wie „laut" oder „leise" begnügen. Wir befinden uns in der Schalltechnik gewissermaßen noch im Zeitalter der Petroleumlampe, wo jeder Fabrikant seine Lampe als „sehr schön hell" anpries. — Es ist zweifellos, daß die große Entwicklung in der Beleuchtungstechnik der Erfindung des Photometers und der Festsetzung eines zahlenmäßigen Maßes, der „Hefnerkerze" mit zu verdanken ist. Denn wenn jetzt eine Glühlampe 2 Watt/HK verbraucht, eine andere aber nur 1 Watt/HK, so ist der Fortschritt für jeden zahlenmäßig genau erkennbar festgelegt. Auch kann man in bestimmten Fällen eine gewisse Mindestbeleuchtung vorschreiben, in anderen Fällen eine allzu helle Beleuchtung verbieten, und stets das Maß genau zahlenmäßig festlegen.

Ich möchte Ihnen heute einen Apparat vorführen, der beim Schall das gleiche leistet, wie das Photometer beim Licht, der auch auf dem gleichen Prinzip des Vergleichs mit einer geeichten Stromquelle beruht und an einfacher Handhabung auch dem Photometer nicht nachsteht. Er wird auf meine Anregung von der Firma Siemens und Halske hergestellt und besteht aus weiter nichts als aus zwei Trockenelementen, einem Summerunterbrecher und einem Widerstand, von dem der Summerstrom in genau meßbarer Weise einem Telephon zugeführt wird. Eine kleine Kontrollvorrichtung sorgt noch für eine gleichmäßige Einstellung des Summers. Man kann sich so mit dem Telephon am Ohr genau geeichte Lautstärken beliebiger Größe einstellen.

Das Überraschende ist nun, daß man auf diese Weise ohne Schwierigkeit, nur mit ein wenig Aufmerksamkeit, die Lautstärke irgendeines auf das andere Ohr treffenden Schalles mit der im Telephon am Ohr erzeugten Lautstärke vergleichen, insbesondere auf gleiche Lautstärke einregulieren kann. Dann erhält man aber aus der Ablesung am Apparat unmittelbar die Lautstärke des das andere Ohr treffenden Schalles. — Die Genauigkeit wäre bei genau gleichem Klang beider Töne auf 10 % Fehler zu treiben, weil 10 % noch der kleinste Lautstärkenunterschied ist, den wir an ein und demselben Ton überhaupt wahrnehmen können. Normal sind die Klänge natürlich ungleich und der Fehler steigt dann auf etwa 25 %. Bei sehr unregelmäßigen Geräuschen, dem Rauschen einer Wasserleitung, dem Schlüsselbundgerassel und dergleichen, erhält man etwa 50 % Fehler aus dem einfachen Grunde, weil hier die Lautstärke an sich in unregelmäßiger Weise schwankt. Diese Genauigkeit ist natürlich ganz von selbst die, welche man in der Praxis braucht. Denn es hat normaler Weise gar keinen Sinn, Lautstärken genauer messen zu wollen, als man sie wahrnehmen und definieren kann. Aus diesem Grunde enthält dieser Apparat hier auch nur Stufen, die sich um 100 % unterscheiden, also Lautstärken im Verhältnis 1 : 2 : 4 : 8 usw. Man kann dann durch Interpolieren auf 50 % genau messen, was für die

meisten Zwecke ausreicht. Nur wenn man im Laboratorium den Einfluß irgendeiner Abänderung auf die Lautstärke eines bestimmten Apparates untersuchen will, es also auf das Erkennen kleiner Änderungen desselben Klanges besonders genau ankommt, wird man eine feinere Abstufung vornehmen. Herr Nevoigt, der in Dresden den Einfluß verschiedener Faktoren auf die Auspuffgeräusche von Automobilen untersucht und dazu einen feineren Apparat mit um nur 25% verschiedenen Stufen anwendet, ist jetzt selbst damit nicht zufrieden, weil er infolge seiner längeren Übung glaubt, noch feinere Unterschiede feststellen zu können.

Mein Assistent, Herr Tischner, der sich um die Ausbildung und Untersuchung dieser neuen Meßanordnung sehr verdient gemacht hat, hat gefunden, daß es auf die Tonhöhe und die Klangfarbe des Normaltones gar nicht ankommt. Man könnte auch ein Geräusch verwenden, wenn es zu eichen wäre. Ganz reine Töne sind zum Vergleich sogar nicht so angenehm, wie z. B. der durch den Unterbrecher erzeugte Klang.

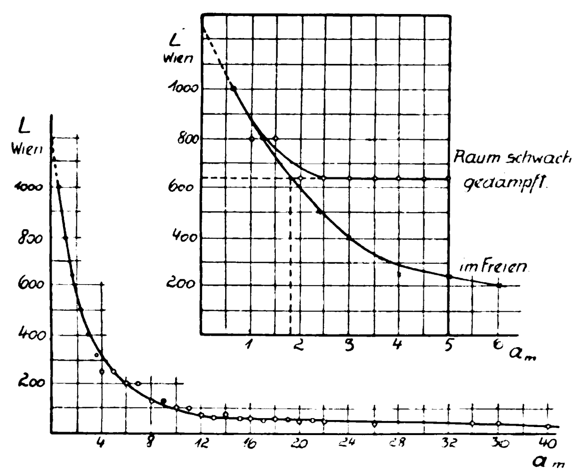


Abb. 1. Abnahme der Lautstärke L mit der Entfernung a.

Einige Anwendungen mögen die Brauchbarkeit des neuen Apparates zeigen. Abb. 1 zeigt die mit dem Apparat gemessene Abnahme der Lautstärke L mit der Entfernung a von der Schallquelle. Im Freien ergibt sich genau die erwartete Abnahme wie $1:a$, also z. B. von 1 auf 40 m wie 40:1 und auch die gemessenen Zwischenpunkte liegen sehr gut auf der Hyperbelkurve. Ein Fehler von 25% macht sich bei so großen Unterschieden noch kaum störend bemerkbar. Herr Tischner ist jetzt gerade dabei, die Raumakustik zu untersuchen. Ich darf vielleicht schon mitteilen, daß er zunächst bis 1 oder 2 m normale Abnahme, dann aber eine ganz gleichmäßige Raumausfüllung gefunden hat, weil sich ein schwach gedämpftes Zimmer ähnlich wie eine Ulbrichtsche Photometerkugel verhält, die Wände den Schall allseitig fast vollkommen zurückwerfen. Auch recht genaue Polardiagramme, die Abhängigkeit der Lautstärke von der Richtung, haben wir so für verschiedene Schallquellen aufgenommen (Abb. 2).

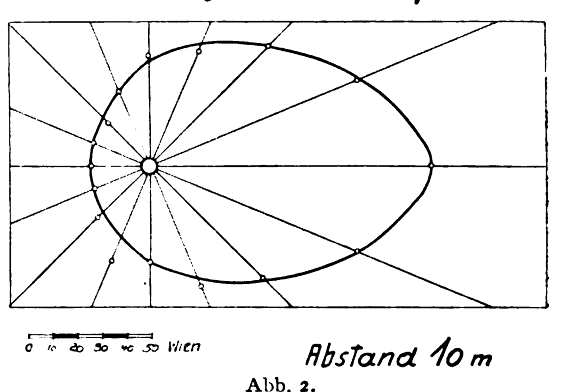


Abb. 2.

Schließlich noch ein Wort über die Maßeinheit. Wir müssen eine akustische „Hefnerkerze" irgendwie ziemlich willkürlich festsetzen. Es hat sich da schon in der guten alten Zeit der drahtlosen Telegraphie, als es noch keine Verstärker gab, eingebürgert, Lautstärken nach der Parallelohmmethode zu messen, d. h. anzugeben, auf das wie vielfache man den Strom im Telephon schwächen kann, bis die Grenze der Hörbarkeit, der „Schwellwert" erreicht ist. Der Schwellwert hat dann die Einheit der Lautstärke. Diese Schwellwertseinheit möchte ich mit dem Namen „Wien" bezeichnen nach dem Manne, der die ersten, für die Technik so wichtigen Schwellwertsbestimmungen ausgeführt und darüber vor 24 Jahren auf der Naturforscherversammlung vorgetragen hat. Ich hoffe dabei auf Ihr Einverständnis. Eine Lautstärke von 100 Wien bedeutet dann, daß man den Strom im Telephon auf $^1/_{100}$ schwächen kann, ehe seine Wahrnehmbarkeit verschwindet. Dies Maß scheint mir recht zweckmäßig. Es hat nur den einen Nachteil, daß der Schwellwert nicht sehr genau zu bestimmen ist und nur in ganz ruhigen Räumen und bei guter Disposition des Messenden mit etwa 25% Genauigkeit gleichmäßig wieder gefunden wird. Es wäre daher gut, wenn dieser Schwellwert, also diese neue Einheit der Lautstärke, durch irgendeine genauer zu reproduzierende Angabe ergänzt würde, z. B. dadurch, daß die Schallintensität eines Tones von der Frequenz 800, bei der der Energieinhalt in 1 cm^3 1 Erg. beträgt, gleich $3.584 \ldots 10^6$ Wien oder dergleichen sein solle. Es wäre dann Aufgabe der Phys.-techn. Reichsanstalt, diesen Zahlenfaktor

möglichst genau zu bestimmen und ihn dann gesetzlich festzulegen, zugleich auch dafür zu sorgen, daß er dann international anerkannt wird und nicht, wie in der Lichttechnik, in verschiedenen Ländern verschiedene Kerzenstärken als normal gelten.

Es interessieren vielleicht noch einige Zahlenangaben. Die Lautstärken umfassen praktisch ein Gebiet von 1 bis 10000 Wien. 1 Wien ist definitionsgemäß die kleinste Lautstärke, 10000 Wien ist schon so unangenehm, daß es fast als Schmerz empfunden wird. Die musikalischen Bezeichnungen gruppieren sich etwa folgendermaßen: (Tab. 1).

Tabelle 1.

Musik	Wien	Phon
	Schwellwertseinheiten = $\log^2$ Wien	
	1	0
	2	1
pianissimo	4	2
	8	3
piano	16	4
	32	5
mezzoforte	64	6
	125	7
forte	250	8
	500	9
fortissimo	1000	10
	2000	11
	4000	12
	8000	13
Schmerzempfindung .	16000	14

Da die Unterschiede sehr groß sind und dem Laien schwer verständlich ist, daß eine Änderung von 1000 auf 2000 Wien in unserem Empfinden ebensoviel ausmacht wie eine Änderung von 4 auf 8 Wien, ist es zweckmäßig, für die Praxis eine logarithmische Skala zu benutzen, wie sie in Tab. 1 letzte Spalte angegeben ist. Ich möchte für diese Lautstärkeneinheit die Bezeichnung „Phon" vorschlagen.[1])

Zum Schluß noch einige Zahlenergebnisse in diesen beiden Einheiten: (Tab. 2).

Je nach der Festigkeit Ihres Schlafes können Sie also in Zukunft vom Uhrmacher einen Wecker Nr. 1 mit einer Lautstärke von 7 Phon oder Nr. 2 mit 9 Phon oder mit einem beliebigen anderen Werte bestellen. Es wird freilich noch einige Zeit dauern, bis sich die Uhrmacher auf solche Neuerungen einlassen!

[1]) In der Telephonie ist eine solche logarithmische Skala schon allgemein gebräuchlich, weil durch sie die kilometrische Abnahme der Stromstärke auf langen Fernsprechleitungen unmittelbar dargestellt wird. — Es empfiehlt sich, die abgerundeten Zahlen zugrunde zu legen. Die einzelnen Stufen verhalten sich dann statt 1 : 2 genauer wie $1 : \sqrt[10]{1000} = 1 : 1{,}995$.

Tabelle 2.

	Wien	Phon
Kreissäge	16000	14
Automobilmotor { n = 500 min^{-1}	16000	14
Automobilmotor { „ = 1000 „	32000	15
Automobilmotor { „ = 2000 „	64000	16
Drehbank	125	7
Boschhorn Nr. 1	16000	14
Boschhorn Nr. 2	8000	13
Wasserstrahl	250	8
Staubsauger Nr. 1 . . .	500	9
Staubsauger Nr. 2 . . .	250	8
Standuhr, Ticken	8	3
Standuhr, Schlagen . . .	125	7
Wecker Nr. 1	125	7
Wecker Nr. 2	500	9

Zusammenfassung.

Die Schalltechnik findet in der Praxis noch fast nirgends die ihr gebührende Beachtung. Der Grund dafür liegt wesentlich mit an dem Mangel eines allgemein anerkannten Maßsystems und dem Fehlen eines praktisch brauchbaren Meßgerätes. — Es wird ein neuer, einfacher Schallmesser vorgeführt und seine Brauchbarkeit an einigen mit ihm ausgeführten Messungen gezeigt. Für die verschiedenen Anwendungsgebiete werden zwei Maßsysteme in Vorschlag gebracht.

Ein neues Relais für extrem schwache Ströme.

Von Hans Richter und Heinrich Geffcken, Leipzig.

Inhalt: Es wird über ein neues Entladungsrelais berichtet. Das Relais arbeitet mit der Zündung einer Glimmentladung und hat infolgedessen eine unstetige Charakteristik. Es werden die überraschend hohe Empfindlichkeit des Relais demonstriert und Schaltungsbeispiele für Lichtnachweis und Hochfrequenzempfang gegeben. An Hand von Diagrammen wird der Arbeitsvorgang des Relais des Näheren erläutert.

Das neue Relais, von dem im folgenden berichtet werden soll, gehört zu der Gruppe der Entladungsrelais. Während bei den meisten bisher bekannten Entladungsrelais, z. B. den Elektronenröhren ein stetiger funktioneller Zusammenhang zwischen primären und sekundären Vorgängen gefordert wird, ist bei dem vorliegenden Relais auf einen solchen stetigen funktionellen Zusammenhang verzichtet. Die Funktion des neuen Relais ist vielmehr unstetig und ähnelt also in gewisser Beziehung derjenigen eines Kontaktrelais.

Das neue Relais macht von der Erscheinung Gebrauch, daß man in einer Gasentladungsstrecke durch eine Hilfszündung die Entladung einleiten kann. Es hat sich gezeigt, daß man durch geeignete Art der Zündung zu unerwartet

hohen Empfindlichkeiten kommt. In der Form, zu der wir das neue Relais durchgebildet haben[1]), sehen wir es in Abb. 1. Abb. 2 zeigt das Relais

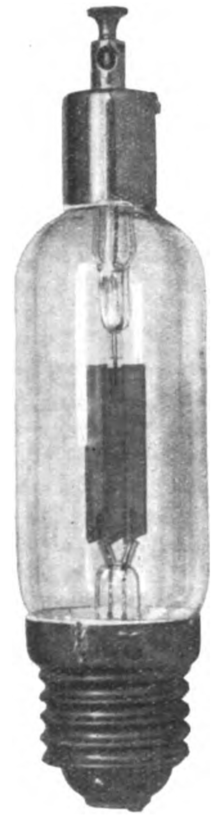


Abb. 1. Glimmrelais.

in schematischer Ansicht. Zwischen den plattenförmigen Hauptelektroden (Kathode K, Anode A) befindet sich eine flächenhafte Mittelelektrode,

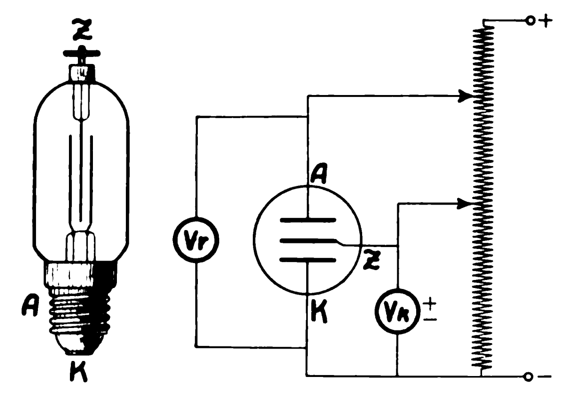


Abb. 2. Schema des Glimmrelais und seiner Schaltung.

die zur Einleitung der Entladung zwischen den Hauptelektroden A und K dient und als „Zündelektrode" Z bezeichnet werden soll. Das Relais ist mit einer geeigneten Edelgasmischung von derart bemessener Dichte gefüllt, daß die Bildung normalen kathodischen Glimmlichtes bei der Zündung eintritt. In gleicher Weise, wie wir seinerzeit unsere mit Glimmentladung arbeitende Meßbrücke[2]) als „Glimmbrücke" bezeichneten, möchten wir für die vorliegende Röhre den Namen „Glimmrelais" vorschlagen.

Die für das Arbeiten des Glimmrelais wesentlichen Größen sind in erster Linie die an den Hauptelektroden A, K liegende Relaisspannung V_r und das an der Zündelektrode Z liegende Potential V_z. Verschiebt man das Potential der Zündelektrode bei konstant gehaltenem V_r nach der positiven oder negativen Seite hin, so erreicht man zwei Spannungswerte V_{k+} und V_{k-}, bei denen die Entladung zwischen den Hauptelektroden A, K zündet. In bildlicher Analogie zum mechanischen Relais sollen diese Spannungen V_{k+} und V_{k-} als positive bzw. negative „Klippspannung" bezeichnet werden. Die Stromstärke der Hauptentladung erreicht je nach Ausbildung der Röhre 10—50 MA, genügt also weitaus zur Steuerung von groben mechanischen Relais. Die „Kippstromstärke", d. h. die Stromstärke, an der Zündelektrode Z, die zur Einleitung der Hauptentladung erforderlich ist, kann 10^{-8} bis 10^{-10} Amp. und weniger betragen. Aus diesen Angaben ersieht man die außerordentliche Empfindlichkeit des Glimmrelais, welche das Relais um so mehr für die verschiedensten technischen Zwecke geeignet erscheinen läßt, als seine Handhabung eine recht einfache ist

Da eine einmal eingeleitete Glimmentladung nicht ohne weiteres von selbst wieder verlöscht, muß bei der Schaltung des Relais dafür Sorge getragen werden, daß sowohl eine Unterbrechung des Hauptelektrodenkreises als auch eine Unterbrechung des Zündstromes erfolgt, um das Relais nach erfolgter Betätigung sofort wieder in Arbeitsbereitschaft zu versetzen. Die Unterbrechung des Hauptelektrodenkreises überträgt man am besten dem angeschlossenen mechanischen Relais, während der Zündkreis in einer Selbstunterbrecherschaltung arbeitet (Hittorfsche Schaltung).

Die Empfindlichkeit des Relais läßt sich an Hand einiger einfacher Versuche demonstrieren. Erdet man z. B. den positiven Pol der Relaisbatterie, so reicht die Leitfähigkeit des Bodens und des menschlichen Körpers aus, um bei Berührung der Zündelektrode Z das Relais zum Ansprechen zu bringen. Selbst bei Zwischenschaltung eines Glasstabes von 1 m Länge ist dieser Versuch noch durchführbar, wobei sich

[1]) Hersteller Otto Pressler, Leipzig, Glockenstraße 11.

[2]) H. Geffcken und H. Richter, Zeitschr. f. techn. Phys. 5 (1924), 511.



die verschiedenen Isolationsfähigkeiten der Gläser durch wechselnde Ansprechfrequenz bemerkbar macht. Auch die Ionisation der Luft, die durch Annäherung einer Flamme an die Zündelektrode in deren Umgebung stattfindet, genügt, um das Relais zum lebhaften Ansprechen zu bringen. Schließlich ist für ein Ansprechen selbst die Aufladung der Hilfselektrode durch Influenzwirkung hinreichend, wie ein einfacher Versuch zeigt.

Als typische Beispiele für die Anwendung des Glimmrelais sollen im folgenden zwei Schaltungen kurz beschrieben werden. Abb. 3 zeigt das Glimmrelais in Verbindung mit einer Pressler schen Maschenzelle. Fällt auf die durch Schraffierung angedeutete photoelektrische Belegung der Maschenzelle Licht, so lädt sich der Kondensator *C* auf, bis das Potential der Zündelektrode *Z* die Kippspannung erreicht hat. Im Augenblick der Zündung spricht das Relais *U* an, welches sowohl die Lichteinwirkung meldet, als auch die Glimmentladung zwischen den Hauptelektroden *A*, *K* unterbricht. Der Widerstand des Photozellenkreises ist so hoch gewählt, daß sich auch der Zündkreis selbsttätig löscht. Es leuchtet ohne weiteres ein, daß mit größer werdendem Kondensator *C* oder mit kleiner werdender Lichtintensität das Ansprechen in größeren Zeitabständen erfolgt. Die Ansprechfrequenz ist proportional der auffallenden Lichtintensität. Verbindet man mit dem Relais *U* ein Zählwerk, so kann die Anordnung unmittelbar zu Registrierung der auffallenden Lichtmengen dienen. In analoger Weise können naturgemäß alle Arten von Ionisationsvorgängen u. dergl. registriert werden, so daß diese Schaltung in Technik und Laboratorium vielseitig brauchbar erscheint.

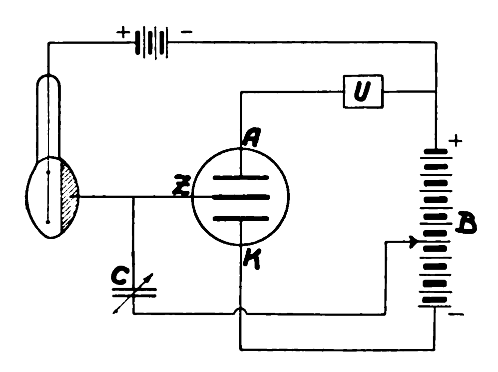


Abb. 3. Lichtnachweis mit dem Glimmrelais.

Abb. 4 zeigt das Glimmrelais in Verbindung mit einer Hochfrequenz-Empfangsanlage. Die Audionanordnung *R* liegt in Reihe mit dem Widerstand W_1 an der Spannungsquelle *B*. Sinkt infolge einwirkender Hochfrequenzsignale der Röhrenstrom, so steigt der Spannungsabfall an der Audionröhre und hebt das Potential der Zündelektrode *Z* über die Kippspannung. Da für die genannte Spannungsschwankung lediglich die relativen Stromschwankungen in der Audionröhre maßgebend sind, so genügen außerordentlich geringe Stromstärkenänderungen. Es gelang z. B. in Verbindung mit einer einzigen Sparröhre die Nauener Signale in 200 km Entfernung mit dem Relais im Schreibempfang aufzunehmen. Die laufenden Untersuchungen, die Herr Weber an der Leipziger Sternwarte mit dieser Relaisschaltung anstellte, ergaben für das Zeitsignal (Koinzidenzen) eine Exaktheit der Aufnahme von $^1/_{100}$ Sekunde.

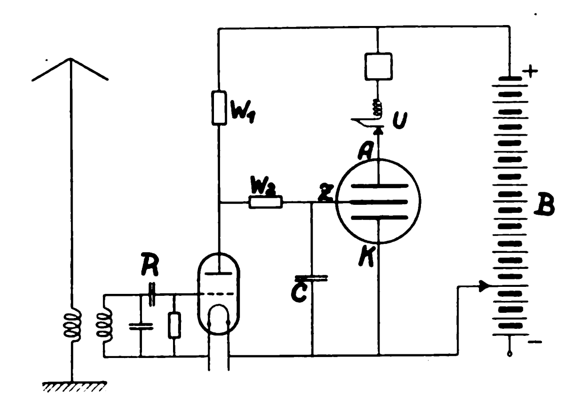


Abb. 4. Empfangsschaltung des Glimmrelais.

Man wird nun die Frage stellen, auf welche Ursachen die überraschend hohe Empfindlichkeit des Glimmrelais zurückzuführen ist. Unter diesen Ursachen sind vor allem zwei Dinge von Bedeutung: 1. die richtige Wahl der Arbeitsspannungen, 2. die Ausbildung einer Kippstromcharakteristik von höchstem Wirkungsgrad durch passende Wahl der Elektrodenformen, Elektrodenabstände, der Gasmischung, des Gasdruckes usw.

Rufen wir uns zunächst den Mechanismus des Zündvorganges in einer normalen zweipoligen Glimmentladungsstrecke ins Gedächtnis zurück. Die Zündung einer solchen Glimmstrecke tritt ein, sobald Ionen auf ihrem Wege zur Kathode eine genügende Beschleunigung erfahren, um dort beim Aufprallen einen bestimmten Überschuß von Elektronen frei zu machen. Die Beschleunigung der Ionen ist durch die Spannungsverteilung in der Entladungsstrecke bestimmt. Im Glimmrelais wird nun das Spannungsgefälle gegenüber der Kathode durch zwei Elektroden erzeugt, nämlich durch die Anode *A* und die Zündelektrode *Z*. Infolge des selbstverständlich bestehenden Durchgriffes ist ein Einfluß beider Elektrodenpotentiale auf den Zündvorgang zu erwarten, d. h., die Kippspannung der Zündelektrode muß eine Funktion der Relaisspannung sein. Betrachten wir diesen Zusammenhang für

schneidet. Es ist: $\operatorname{tg} \delta = d V_k / d V_r$, d. h. $\operatorname{tg} \delta$ stellt den Durchgriff der Anode dar.

Von Interesse ist der gegenseitige Verlauf der „positiven" und der „negativen" Kippspannungen. Oberhalb der Löschspannung entfernen sie sich von dem Spannungswert der gleichpoligen Hauptelektroden und laufen aufeinander zu, um sich schließlich in einem Punkte zu vereinigen. Die diesem kritischen Punkte zugeordnete Relaisspannung V_r ist die Zündspannung der Hauptelektroden bei freigelassener Zündelektrode.

Im Spannungsdiagramm des Glimmrelais lassen sich eine Reihe charakteristischer Gebiete unterscheiden. In den schraffierten Gebieten treten Dauerentladungen ein; in den unschraffierten Gebieten ist links von der Löschspannung des Relais keine Relaisentladung möglich. In dem Gebiete rechts von der Löschspannung wird eine Entladung gezündet, wenn man aus dem unschraffierten Gebiet in das schraffierte Gebiet übergeht. Für das praktische Arbeiten des Relais ist daher nur die Grenze gegen das doppeltschraffierte Gebiet von Interesse. Die Ruhespannungen des Relais und der Zündelektrode sind daher so einzustellen, daß man sich unweit einer dieser Grenzen im unschraffierten Gebiete befindet. Es sind dann nur geringe Spannungsschwankungen erforderlich, um die Einleitung einer Entladung, d. h. eine Relaisauslösung herbeizuführen. Praktisch kommt hauptsächlich das Gebiet des konstanten Durchgriffes in Frage, (das in dem vorliegenden Beispiele oberhalb von 200 Volt liegt), da erst in diesem Gebiet die Relaisstromstärken genügend groß sind.

Die Frage nach der erforderlichen Kippstromstärke ist für die Beurteilung der Leistungsfähigkeit des Relais von ausschlaggebender Bedeutung. Wir sahen bereits, daß einmal die Zündung durch positive, andererseits durch negative Spannungssteigerung der Zündelektrode herbeigeführt werden kann. Im letzteren Falle wird die Entladung zunächst an der Zündelektrode eingeleitet, welche sich mit einem Glimmsaum bedeckt. Erst dann springt die Entladung auf die Relaiskathode über. Diese Art der Zündung entspricht etwa dem Vorgang in der bekannten Zehnderröhre, welche allerdings die Vorteile der Zündvorspannung nicht besitzt. Die Abhängigkeit der negativen Kippstromstärke J_{k-} von der Relaisspannung V_r zeigt die Abb. 7. Der Verlauf der hier dargestellten negativen Charakteristik (gestrichelt) deutet auf ein ungünstiges Arbeiten des Relais. Bereits bei Spannungswerten, die ein wenig unterhalb der Zündspannung der Hauptelektroden liegen, sind die Kippstromstärken unerwünscht groß (z. B. bei 10 Volt unter der Zündspannung bereits ca. 10×10^{-7} Amp.).

Ganz and
Zündung.
Kurve ze
weit unt
überrasch
bis 1000
Zündung.
wenn ma
tiver Zün
entladun
Hauptent
lung ber
wird (A

J_k
$\times 10^{-7}$
60
50
40
30
20
10
130

Abb

Wir
Kippstr
sammen
und Ki
spannun
gegeben
dingung
reits fe
mären
Wahl d
machen
griffes,
die gege
stromstä
Man le
kleinen
zur Zün

schneidet. Es ist: $\mathrm{tg}\,\delta = d\,V_k/d\,V_r$, d. h. $\mathrm{tg}\,\delta$ stellt den Durchgriff der Anode dar.

Von Interesse ist der gegenseitige Verlauf der „positiven" und der „negativen" Kippspannungen. Oberhalb der Löschspannung entfernen sie sich von dem Spannungswert der gleichpoligen Hauptelektroden und laufen aufeinander zu, um sich schließlich in einem Punkte zu vereinigen. Die diesem kritischen Punkte zugeordnete Relaisspannung V_r ist die Zündspannung der Hauptelektroden bei freigelassener Zündelektrode.

Im Spannungsdiagramm des Glimmrelais lassen sich eine Reihe charakteristischer Gebiete unterscheiden. In den schraffierten Gebieten treten Dauerentladungen ein; in den unschraffierten Gebieten ist links von der Löschspannung des Relais keine Relaisentladung möglich. In dem Gebiete rechts von der Löschspannung wird eine Entladung gezündet, wenn man aus dem unschraffierten Gebiet in das schraffierte Gebiet übergeht. Für das praktische Arbeiten des Relais ist daher nur die Grenze gegen das doppeltschraffierte Gebiet von Interesse. Die Ruhespannungen des Relais und der Zündelektrode sind daher so einzustellen, daß man sich unweit einer dieser Grenzen im unschraffierten Gebiete befindet. Es sind dann nur geringe Spannungsschwankungen erforderlich, um die Einleitung einer Entladung, d. h. eine Relaisauslösung herbeizuführen. Praktisch kommt hauptsächlich das Gebiet des konstanten Durchgriffes in Frage, (das in dem vorliegenden Beispiele oberhalb von 200 Volt liegt), da erst in diesem Gebiet die Relaisstromstärken genügend groß sind.

Die Frage nach der erforderlichen Kippstromstärke ist für die Beurteilung der Leistungsfähigkeit des Relais von ausschlaggebender Bedeutung. Wir sahen bereits, daß einmal die Zündung durch positive, andererseits durch negative Spannungssteigerung der Zündelektrode herbeigeführt werden kann. Im letzteren Falle wird die Entladung zunächst an der Zündelektrode eingeleitet, welche sich mit einem Glimmsaum bedeckt. Erst dann springt die Entladung auf die Relaiskathode über. Diese Art der Zündung entspricht etwa dem Vorgang in der bekannten Zehnderröhre, welche allerdings die Vorteile der Zündvorspannung nicht besitzt. Die Abhängigkeit der negativen Kippstromstärke J_{k-} von der Relaisspannung V_r zeigt die Abb. 7. Der Verlauf der hier dargestellten negativen Charakteristik (gestrichelt) deutet auf ein ungünstiges Arbeiten des Relais. Bereits bei Spannungswerten, die ein wenig unterhalb der Zündspannung der Hauptelektroden liegen, sind die Kippstromstärken unerwünscht groß (z. B. bei 10 Volt unter der Zündspannung bereits ca. 10×10^{-7} Amp.).

Ganz anders liegen die Verhältnisse bei positiver Zündung. Wie die durch Kreuze angedeutete Kurve zeigt, nimmt die Zündstromstärke selbst weit unterhalb der Zündspannung des Relais überraschend günstigere Werte an, die etwa 100 bis 1000 mal niedriger liegen, als bei negativer Zündung. Diese Erscheinung wird verständlich, wenn man bedenkt, daß die Entladung bei positiver Zündung bereits an der Kathode der Hauptentladung eingeleitet wird und daher die für die Hauptentladung erforderliche Spannungsverteilung bereits durch die Hilfszündung vorbereitet wird (Aufbau des Kathodenfalles).

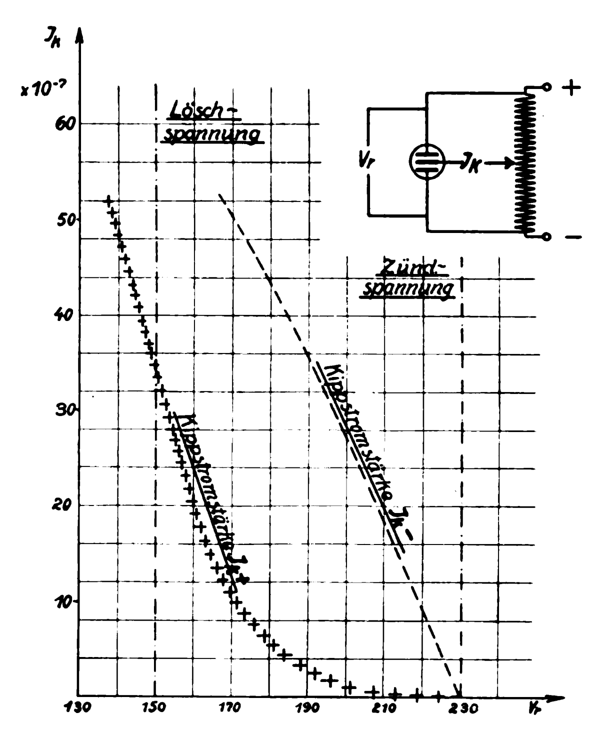


Abb. 7. Kippstromdiagramm eines Glimmrelais.

Wir sahen aus dem Kippspannungs- und Kippstromdiagrammen, daß ein funktioneller Zusammenhang sowohl zwischen Relaisspannung (V_r) und Kippspannung als auch zwischen Relaisspannung und Kippstrom besteht. Für eine gegebene Relaisspannung sind demnach die Bedingungen für das Ansprechen des Relais bereits festgelegt. Während man bei geringen primären Spannungsschwankungen durch geeignete Wahl der Vorspannung das Relais arbeitsfähig machen kann, bedarf es eines kleinen Kunstgriffes, um mit primären Stromstärken, die für die gegebene Relaisspannung unterhalb der Kippstromstärke liegen, eine Zündung zu erzielen. Man legt nämlich parallel zur Zündstrecke einen kleinen Kondensator, dessen Entladungsenergie zur Zündung genügt. Die erforderlichen Kapazi-

tätswerte sind sehr niedrig; für hohe Relaisspannungen genügt bereits die Eigenkapazität des Relais selbst.

Zusammenfassung.

Das neue Entladungsrelais, welches als „Glimmrelais" bezeichnet wird, besitzt eine unstetige Charakteristik.

Die Betätigung des Glimmrelais erfolgt dann, wenn das Potential der Zündelektrode die positive beziehungsweise negative „Kippspannung" überschreitet.

Die Primärstromstärke beträgt 10^{-8} bis 10^{-10} Ampère; die Sekundärstromstärke 20—50 Milliampère.

Durch geeignete Schaltung ist es möglich in Verbindung mit lichtelektrischen Zellen oder Audionröhren einfache mechanische Relais' zu steuern und eine Reihe technischer Anwendungen des Glimmrelais' zu erschließen. Die für den jeweiligen Betrieb erforderliche optimale Einstellung läßt sich in einfacher Weise an Hand der Kippstrom- und Kippspannungsdiagramme ermitteln.

Leipzig, Theor. Physikalisches Institut der Universität.

Hystereseverluste bei starken und schwachen Magnetisierungen.

Von Ulfilas Meyer.

Inhalt: Die Abhängigkeit der Hystereseverluste von den magnetischen Feldgrößen. Wie kann man verschiedene Stoffe hinsichtlich ihrer Hystereseverluste vergleichen? Die Hysteresezahl. Magnetische Härte.

Es ist schon häufig darauf hingewiesen worden, daß die Bezeichnung Schwachstromtechnik eigentlich nicht für diesen Zweig der Technik kennzeichnend ist; es ist auch verschiedentlich versucht worden, die Abgrenzung durch andere Merkmale vorzunehmen. Diese an sich reizvolle Aufgabe soll hier jedoch nicht weiter verfolgt werden, sondern ich möchte mich heute mit Unterschieden beschäftigen, bei denen die Bezeichnungen im wörtlichen Sinne genommen sind, die also in der Verwendung schwacher bezüglich starker Ströme begründet sind. Es ist klar, daß die auftretende Stromstärke für die Entwicklung der technischen Hilfsmittel von großem Einfluß sein kann. So bedingt z. B. die bei großen Stromstärken erzeugte Joulesche Wärme besondere Vorkehrungen. Wenn bis heute die Pupinisierung von Starkstromleitungen noch keine praktische Bedeutung gewonnen hat, so möchte ich den Grund dafür mit in erster Linie darin sehen, daß bei starken Strömen die Abführung der in den Spulen erzeugten Wärme Schwierigkeiten bereitet und daher eine Übertragung des in der Schwachstromtechnik bewährten Hilfsmittels nicht ohne weiteres möglich ist. Noch wesentlichere Unterschiede treten jedoch auf, sobald Eisen verwendet wird, da die magnetischen Eigenschaften bei schwachem und bei starkem Felde ganz verschiedenen Charakter haben. Hinsichtlich der Permeabilität ist dies genügend bekannt, dagegen scheinen mir noch gewisse Unklarheiten hinsichtlich der Hystereseverluste zu bestehen. Hierauf möchte ich daher etwas näher eingehen.

Zunächst ist es vielleicht nicht ganz überflüssig zu betonen, daß bei schwachen Feldern die Permeabilität nicht konstant und die Hystereseverluste nicht Null sind; im Gegensatz zu älteren Anschauungen, die sich bis in die neueste Zeit erhalten haben und immer wieder auftauchen. Gerade die genauen Messungen der Fernmeldetechnik haben uns über die magnetischen Eigenschaften bei schwachen Feldern sehr zuverlässige Auskunft gegeben und es hat sich dabei gezeigt, daß die Selbstinduktion mit der Stromstärke geradlinig ansteigt, und daß auch der Hysteresewiderstand in Abhängigkeit von der Stromstärke sich durch eine Gerade darstellen läßt, also nicht asymptotisch Null wird. Vor zwei Jahren ist es außerdem Jordan gelungen, zwischen der Abhängigkeit der Permeabilität von der Feldstärke $\mathfrak{H}$ und der Größe der Hystereseverluste eine Beziehung abzuleiten, die durch die Messung recht gut bestätigt worden ist. Nach Jordan[1]) kann man bei schwachen magnetischen Feldern schreiben

$$\mu = \mu_0 (1 + \alpha \mathfrak{H})$$

$$V = \frac{\mu_0 \alpha}{3\pi} \mathfrak{H}^3 .$$

Die Permeabilität μ sowohl als auch die Hystereseverluste V sind also außer durch die Anfangspermeabilität μ_0 nur noch durch die Hysteresekonstante α bestimmt. Man sieht ferner, daß die Verluste proportional der dritten Potenz der Feldstärke ansteigen.

In dieser letzteren Hinsicht besteht also ein ganz wesentlicher Unterschied gegenüber dem Verhalten bei starken Feldern, bei denen nach einer von Steinmetz[2]) angegebenen empirischen Formel die Verluste sich mit guter Annäherung durch

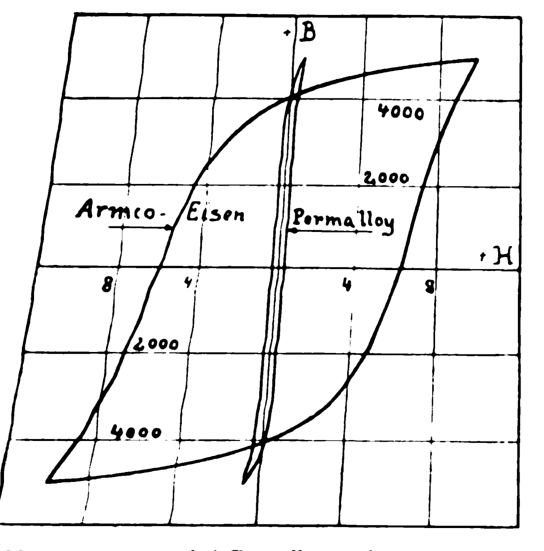
$$V = \eta \mathfrak{B}^{1,6}$$

($\mathfrak{B}$ = magn. Induktion) darstellen lassen. Der Anstieg der Hystereseverluste mit der Feldstärke bezüglich der Induktion folgt also bei schwachen und bei starken Feldern ganz verschiedenen Gesetzen. Damit erhebt sich aber die Frage, in welcher Weise man zwei verschiedene Stoffe

[1]) H. Jordan, E. N. T. **1** (1924), 7.

[2]) Ch. Steinmetz, E. T. Z. **12** (1891), 62.

hinsichtlich der Größe ihrer Hystereseverluste vergleichen kann. Eine Frage, die für die praktische Verwendung der Stoffe von sehr großer Bedeutung ist. Um die Verhältnisse klarzustellen, wollen wir an ein Beispiel aus der neueren Literatur anknüpfen. Abb. 1 gibt nach einer amerikanischen Arbeit[3]) die Hystereseschleife, deren Inhalt bekanntlich die Hystereseverluste darstellt, für Permalloy und Armcoeisen bei „starken" Feldern wieder. Hier werden also die Verluste bei *gleicher Induktion* miteinander verglichen und die Verfasser stellen fest, daß Permalloy sehr viel kleinere Hystereseverluste zeigt als Armcoeisen. Ein Vergleich in dieser Weise hat etwas sehr verführerisches, denn da nach der



[A]bb. 1. Hysterese bei Permalloy und Armco-Eisen.

[Steinm]etzformel die Verluste einer Potenz von $\mathfrak{B}$ [propo]rtional sind, ist die daraus gezogene Folgerung [daß] das Verhältnis der Verluste unabhängig von [der G]röße der gerade gewählten Induktion und [nur du]rch den Steinmetzschen Faktor η be-[stimmt ist.] Es ist daher in der Starkstromtechnik [allgemein]s üblich, den Vergleich in dieser Weise [durchzuf]ühren und die verschiedenen Materialien [bezüglic]h ihrer Hystereseverluste durch Angabe [des Wert]es von η zu kennzeichnen, wobei wegen [der nur] angenäherten Gültigkeit der Stein-[metzsche]n Formel eine Induktion von 10000 CGS [zugrunde g]elegt wird.

[Der Sc]hwachstromtechniker hingegen ist ge-[wohnt, die V]erluste bei gleicher Stromstärke, d. h. [bei gleich]er Feldstärke, miteinander zu ver-[gleichen. Au]ch hier kommt die in diesem Bereich [gültige Rayleigh]dansche Verlustformel diesem Be-[dürfnis entg]egen, da darin die Verluste einer Potenz der Feldstärke proportional sind. Aus den Kurven der Arbeit von Arnold und Elmen lassen sich für schwache Felder folgende Konstanten berechnen:

$$\text{Armcoeisen} \quad \mu_0 = 240 \qquad \alpha = 3{,}6$$
$$\text{Permalloy} \quad \mu_0 = 8000 \qquad \alpha = 47.$$

Demnach würden also die Verluste bei gleicher Feldstärke, die nach der oben angegebenen Formel durch das Produkt von μ_0 und α bestimmt sind, für Armcoeisen bedeutend kleiner sein als für Permalloy, also wir finden gerade das umgekehrte Resultat wie bei starken Feldern. Dieser schroffe Gegensatz erklärt sich zum Teil daraus, daß in beiden Fällen der Vergleich auf ganz verschiedener Grundlage durchgeführt ist, einmal bei gleicher Induktion, das andere Mal bei gleicher Feldstärke. Auch dieses Beispiel stößt uns wieder auf die Frage, welches nun der richtige Ausgangspunkt für den Vergleich ist; es ist ja kaum anzunehmen, daß beide Betrachtungsweisen gleich berechtigt sind; wir müssen untersuchen, welche Größe als unabhängige Variable durch die Natur der Dinge selbst gegeben ist

Am einfachsten gelangt man zu einer Antwort, wenn man die Dinge von einem ganz allgemeinen Gesichtspunkt aus betrachtet. Die Verluste stellen eine verloren gehende Energie dar und es liegt daher am nächsten, ihre Größe mit der tatsächlich umgesetzten Energie zu vergleichen. Diese Energie ist aber bekanntlich proportional $\mathfrak{B}\,\mathfrak{H}$. Damit würden wir also zu dem Ergebnis kommen, daß weder die übliche Form des Starkstromtechnikers noch die des Schwachstromtechnikers die richtige ist, sondern daß der wahre Weg, wie so häufig, in der Mitte liegt. Auch die eingehende Untersuchung spezieller Aufgaben aus beiden Techniken führt auf diesen Mittelweg. Es würde aber hier zu weit führen, darauf näher einzugehen. Es sei nur kurz darauf hingewiesen, daß bei einer Selbstinduktionsspule der Übergang zu einem Material mit höherer Permeabilität die Herabsetzung der Windungszahl bedingt, wenn die Größe der Induktivität erhalten bleiben soll; die nähere Rechnung zeigt, daß damit tatsächlich das Produkt $\mathfrak{B}\,\mathfrak{H}$ erhalten bleibt.

An der Abb. 1 würde sich bei Bezugnahme auf gleiche magnetische Energie nicht allzu viel ändern, da eine geringe Erniedrigung der Feldstärke beim Armcoeisen die Induktion stark herabsetzt, es würde immer noch der Verlust des Permalloys sehr viel kleiner bleiben als der des Armcoeisens. Bei schwachen Feldern ist nach obiger Formel bei gleicher Energie der Hystereseverlust des Permalloys 2,3 mal so groß als der des Armcoeisens.[4]) Es tritt also der Unterschied

[3]) [H. D. Ar]nold und G. W. Elmen, The Electrician

[4]) Es gibt auch Permalloysorten, die bei schwachen Feldern geringe Hysterese aufweisen.

zwischen starken und schwachen Feldern nicht mehr so stark hervor, aber er ist doch immer noch vorhanden. Wir erkennen also, daß die Hystereseverluste so sehr von der Feldstärke abhängen, daß ein Stoff, der bei hohen Feldstärken hinsichtlich der Hysterese gut ist, bei schwachen Feldern schlecht sein kann und umgekehrt. Bei der Beurteilung eines Stoffes muß stets der Betriebszustand mit berücksichtigt werden.

Nachdem wir die Bezugnahme auf die Energie als wesentlich erkannt haben, erscheint es empfehlenswert, das Verhältnis von Verlusten zu Energie, also $V/\mathfrak{B}\,\mathfrak{H}$ als Hysteresezahl einzuführen. Das Reziproke der Hysteresezahl entspricht also der Zeitkonstante von Spulen. Abb. 2 gibt ein

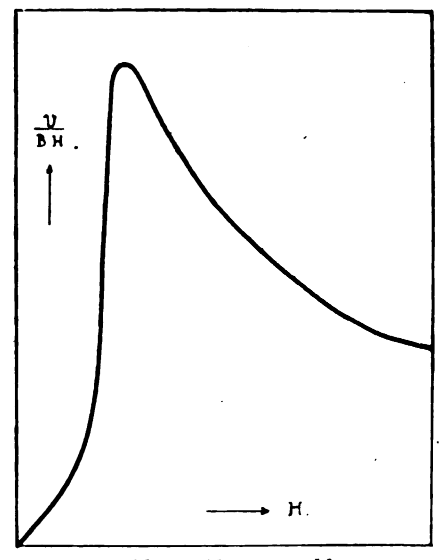


Abb. 2. Hysteresezahl.

Beispiel für die Abhängigkeit dieser Verlustzahl von der Feldstärke. Der erste geradlinige Anstieg entspricht dem Jordanschen Gesetz, aber bald nimmt diese Verlustzahl sehr viel stärker zu, sie erreicht im Gebiete der Maximalpermeabilität ein ausgesprochenes Maximum, um dann wieder erst schneller, dann langsamer abzunehmen. Überhaupt ähnelt der Verlauf der Hysteresezahl sehr dem Verlauf der Permeabilität. Da die Lage des Maximums bei verschiedenen Stoffen entsprechend der Feldstärke, bei welcher die Maximalpermeabilität erreicht wird, sehr verschieden ist, sieht man ohne weiteres, daß die Kurven für verschiedene Stoffe sich überschneiden und ihre Reihenfolge sich daher ändert. Wenn auch allgemein die Darstellung der Verluste in Abhängigkeit von der umgesetzten Energie nicht auf einfache Gesetzmäßigkeiten zu führen scheint, so ist doch in sachlicher Hinsicht diese Bezugnahme von so großem Vorteil, daß ihre allgemeine Einführung zu empfehlen ist. Es ist zu hoffen, daß durch Ansammlung von Kenntnissen über die Hysteresezahl sich auch noch weitere Gesetzmäßigkeiten ergeben werden. Im allgemeinen darf man doch wohl sagen, daß die Natur sich dort am ehesten offenbart, wo man die Abhängigkeit in einem natürlichen Maße zur Darstellung bringt.

Nachdem festgestellt ist, daß zwischen den Verlusten bei starken und bei schwachen Feldern nur ein geringer Zusammenhang besteht, ist klar, daß auch die Begriffe „magnetisch hart“ und „magnetisch weich“ nicht eindeutig für alle Feldstärken gelten. Mit „magnetisch hart“ bezeichnet man einen Körper, der eine große Koerzitivkraft besitzt und hohe Hystereseverluste aufweist. Erfahrungsgemäß besteht zwischen Verlusten und Koerzitivkraft eine gewisse Proportionalität, die auch sehr anschaulich ist. Die Größe der Ver-

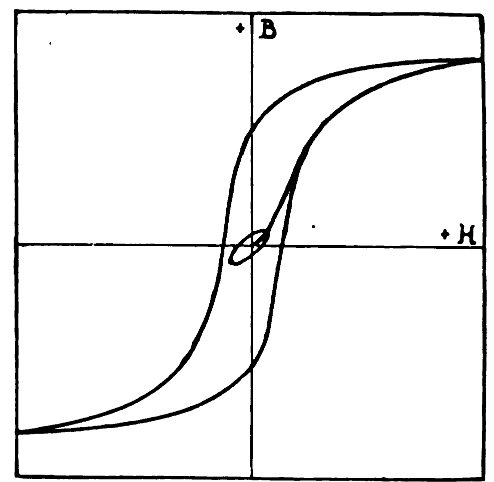


Abb. 3. Hysterese bei starken und schwachen Feldern.

luste ist ja durch den Inhalt der Hystereseschleife bestimmt und dieser muß um so größer sein, je breiter die Schleife, d. h. je größer die Koerzitivkraft ist (Abb. 3). Das gilt aber nur für starke Felder, denn bei schwachen Feldern ist die Breite der Hystereseschleife nicht mehr durch die Koerzitivkraft, die bei starken Feldern gemessen wird, bestimmt. Denken wir uns die Abb. 3 in der Breite auseinandergezogen, so wird die Koerzitivkralt größer und ebenso der Inhalt der Hystereseschleife. Der erste Anstieg der jungfräulichen Kurve verläuft hingegen dann bedeutend flacher und demgemäß ist auch die Hysteresekonstante kleiner. Es würde also daraus folgern, daß die Stoffe mit hoher Koerzitivkraft bei schwachen Feldern gerade kleine Verluste haben müßten. Diese Folgerung, die unter sehr rohen Annahmen abgeleitet ist, wird natürlich nicht allgemein erfüllt. Immerhin gibt es doch eine ganze Menge Beispiele dafür, daß gerade Stoffe mit großer Koerzitivkraft sehr geringe Verluste bei

kleinen Feldern haben, so daß immerhin diese Regel unter Umständen einen gewissen Anhalt bei der Beurteilung von Materialien bieten kann.

Zusammenfassung.

Es wird darauf hingewiesen, daß beim Vergleich verschiedener Stoffe hinsichtlich der Hystereseverluste diese nicht auf gleiche Induktion oder auf gleiche Feldstärke bezogen werden dürfen, sondern auf das Produkt beider oder auf die umgesetzte magnetische Energie zu beziehen sind. Für das somit maßgebende Verhältnis von Hystereseverlust zu magnetischer Energie wird die Bezeichnung „Hysteresezahl" vorgeschlagen. Auch diese ist stark von der Größe der Magnetisierung abhängig. Es erglbt sich, daß Stoffe mit hoher Koerzitivkraft, die bei starker Magnetisierung große Hystereseverlnste haben, bei schwachen Feldern umgekehrt häufig kleine Hystereseverluste aufweisen.

Über die Messung von Schallfeldern.

Von Erwin Meyer, Berlin.

Inhalt: Die vorliegende Arbeit behandelt Untersuchungen in stationären Schallfeldern mittels Bestimmung der Druck- und Geschwindigkeitsamplitude. Die letztere wird mit Hilfe der Rayleighschen Scheibe gemessen, die erstere mit einem Kondensatormikrophon in besonderer Kompensationsschaltung. Hiermit lassen sich objektive Prüfungen von Lautsprechern ausführen. — In nichtstationären Schallfeldern werden die Ein- und Ausschwingvorgänge von geschlossenen Räumen mit einer Schallregistrieranordnung qualitativ untersucht.

1. Allgemeines zur Messung von Schallfeldern.

Die Messung von Schallfeldern erfordert die Bestimmung der Druck-, der Geschwindigkeits-, der Temperatur- oder der Dichteamplituden der Schallschwingungen. Die zuletzt genannten Größen, Temperatur- und Dichteamplituden, lassen sich ohne Kenntnis der im jeweiligen Fall vorhandenen Wellenform rein thermodynamisch auf die Druckamplitude beziehen. Druck- und Geschwindigkeitsamplitude stellen somit die beiden wesentlichen Größen eines Schallfeldes dar, deren bekannte elektrische Analogien Spannung und Strom sind. Unter den beiden Größen, Druck- und Geschwindigkeitsamplitude, verdient wiederum die erstere den Vorzug, weil aus ihr ohne weiteres die Schallenergie folgt. Um die Energie aus der Geschwindigkeitsamplitude zu erhalten, ist noch die Kenntnis des Phasenwinkels zwischen Geschwindigkeit und Druck erforderlich. Außerdem ist zu berücksichtigen, daß fast alle Schallaufnahmeapparate, einschließlich des menschlichen Ohres, Druckempfänger sind. So ist es nicht verwunderlich, daß neuerdings, nicht nur auf dem Gebiet der technischen Akustik, sondern auch auf dem der physiologischen Akustik es üblich geworden ist, ein Schallfeld durch die Druckamplitude zu charakterisieren, auch wenn die Geschwindigkeitsamplitude gemessen wird.

Im folgenden sollen beide Messungen behandelt werden, sowohl die der Geschwindigkeits- als auch der Druckamplitude und zwar in stationären Schallfeldern, wie sie beispielsweise von Lautsprechern bei Dauererregung erzeugt werden. Der zweite Teil des Vortrages beschäftigt sich mit nichtstationären Schallfeldern, mit den Ein- und Ausschwingvorgängen von Schallfeldern in geschlossenen Räumen, mit anderen Worten, er befaßt sich mit raumakustischen Fragen.

2. Die Messung der Geschwindigkeitsamplitude im stationären Schallfeld.

Von den bisher bekannten Schallmeßmethoden, die auf der Messung der Geschwindigkeitsamplitude aufgebaut sind, kommt für quantitative Zwecke nur die Rayleighsche Scheibe in Frage. Die Rayleighsche Scheibe besteht aus einem kleinen, sehr dünnen Scheibchen, das beim Auftreffen von Schallwellen sich senkrecht zur Schallrichtung zu stellen sucht und das, an einem Torsionsfaden drehbar aufgehängt, durch seine Winkeldrehung ein Maß für die Geschwindigkeitsamplitude gibt. Die Aufgabe besteht darin, die Empfindlichkeit der Scheibe auch für die relativ kleinen Lautstärken der Lautsprecher ausreichend zu machen, d. h. die Direktionskraft des Systems möglichst zu verringern. Dies wird durch Verwendung dünner Wollastondrähte erreicht. Gleichzeitig muß zur Vermeidung langer Schwingungsdauern das Trägheitsmoment verkleinert werden, was durch Wahl von Glimmer als Material für die Scheibe zu erzielen ist; in der Mitte der Scheibe befindet sich ein Spiegel von 6 mm^2 Fläche, um die Ablesung der Drehung mit Skala und Fernrohr zu ermöglichen.

Die Rayleighsche Scheibe mißt, wie schon erwähnt, die Geschwindigkeitsamplitude, die sich nach der von König[1]) gegebenen Theorie berechnen läßt. Unter der Voraussetzung ebener Wellen, d. h. also unter der Voraussetzung der Gleichphasigkeit von Druck und Geschwindigkeit — diese Voraussetzung ist praktisch bis zu tiefen Frequenzen herunter erfüllt — kann man aus der Formel für die Geschwindigkeitsamplitude eine Gleichung für die Druckamplitude ableiten, und zwar berechnet sich die effektive Druckamplitude P zu:

$$P_{eff} = \frac{a}{2} \sqrt{3 \varrho \frac{M}{r^3}} \,. \qquad (1)$$

Dabei bedeuten a die Schallgeschwindigkeit, ϱ die

[1]) König, Wied. Ann. **43** (1891), 43.

zeigt die Frequenzkurven eines schlechten (L. Nr. 5) und eines guten Lautsprechers (*L. Nr. 22*). Als Abszissen sind die Schwingungszahlen in Hertz, als Ordinaten die Druckamplituden *in Bar* aufgetragen. Lautsprecher Nr. 5 ist ein elektromagnetischer Lautsprecher von den üblichen Abmessungen, dessen Membran sich im Innern eines parabolartigen Hohlspiegels befindet; Lautsprecher Nr. 22 ist ein trichterloser elektrodynamischer Lautsprecher. An Umfang und Gleichmäßigkeit im Frequenzbereich ist der trichterlose Lautsprecher dem elektromagnetischen bei weitem überlegen. Was die Amplitudenkurven, den Zusammenhang zwischen Spannung und Druckamplitude,

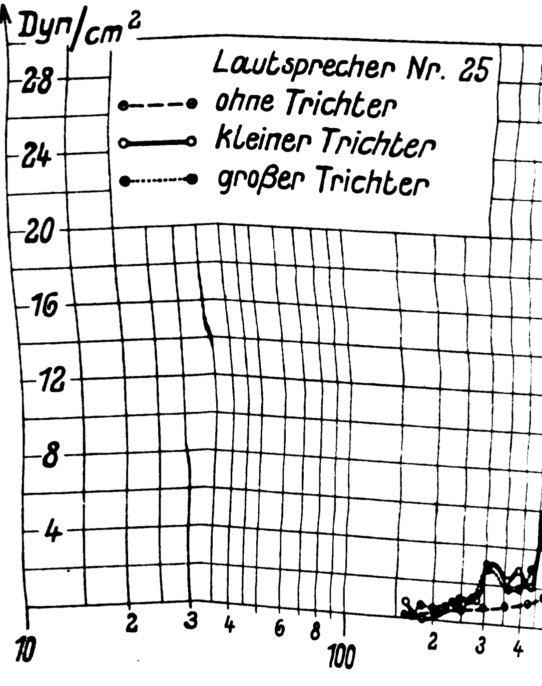


Abb. 2. Einfluß der Tr

betrifft, so sind sie im allgemeinen in dem in Frage kommenden Lautstärkebereich gerade Linien. Die Frequenzkurven geben einen Überblick über den Umfang und die Gleichmäßigkeit des ausgestrahlten Frequenzbereiches; die Amplitudenkurven zeigen die Größe des Linearitätsbereiches. Beide Kurven sind mithin hinreichend, um ein objektives Urteil über die Güte eines Lautsprechers zu gewinnen.

Fast alle elektromagnetischen Lautsprecher besitzen einen Schalltrichter, der wesentlich zur Verbesserung der Sprach- und Musikwiedergabe beiträgt. Es ist nun leicht, die Wirkung des Schalltrichters, sowohl hinsichtlich seiner geometrischen Form, wie auch hinsichtlich seines Materials, mit Hilfe der Rayleighschen Scheibe zu untersuchen. Die hierauf sich beziehenden Messungen zeigen Abb. 2

fernu
finde
zwisc
nicht

U
suche
und e
geome
wurde
Abb. 3
sieht, h
dem v
zuheben
stellen
mit der
Blechtric
farbe au

quenzkurven eines schlechten ines guten Lautsprechers (L. Nr. 22). nd die Schwingungszahlen in Hertz, die Druckamplituden in Bar auf- utsprecher Nr. 5 ist ein elektro- Lautsprecher von den üblichen Ab- essen Membran sich im Innern eines Hohlspiegels befindet; Lautsprecher trichterloser elektrodynamischer Laut- n Umfang und Gleichmäßigkeit im eich ist der trichterlose Lautsprecher omagnetischen bei weitem überlegen. mplitudenkurven, den Zusammen- chen Spannung und Druckamplitude,

und Abb. 3. Für Abb. 2 ist einer der üblichen elektromagnetischen Lautsprecher gewählt. Die eine Kurve stellt den Lautsprecher ohne Trichter, die beiden anderen Kurven stellen den gleichen Lautsprecher mit einem mittelgroßen bezw. sehr großen und weit nach außen sich öffnenden Schalltrichter dar. Man erkennt, wie der Schalltrichter den Frequenzumfang nach unten hin erweitert und vor allem einen gleichmäßigen Kurvenverlauf im Frequenzbereich hervorruft. Auch die Lautstärke wird durch Hinzufügung des Trichters erhöht. Dies kommt freilich in Abb. 2 nur teilweise zum Ausdruck, da die Rayleighsche Scheibe sich bei den Aufnahmen mit Trichter in größerer Ent-

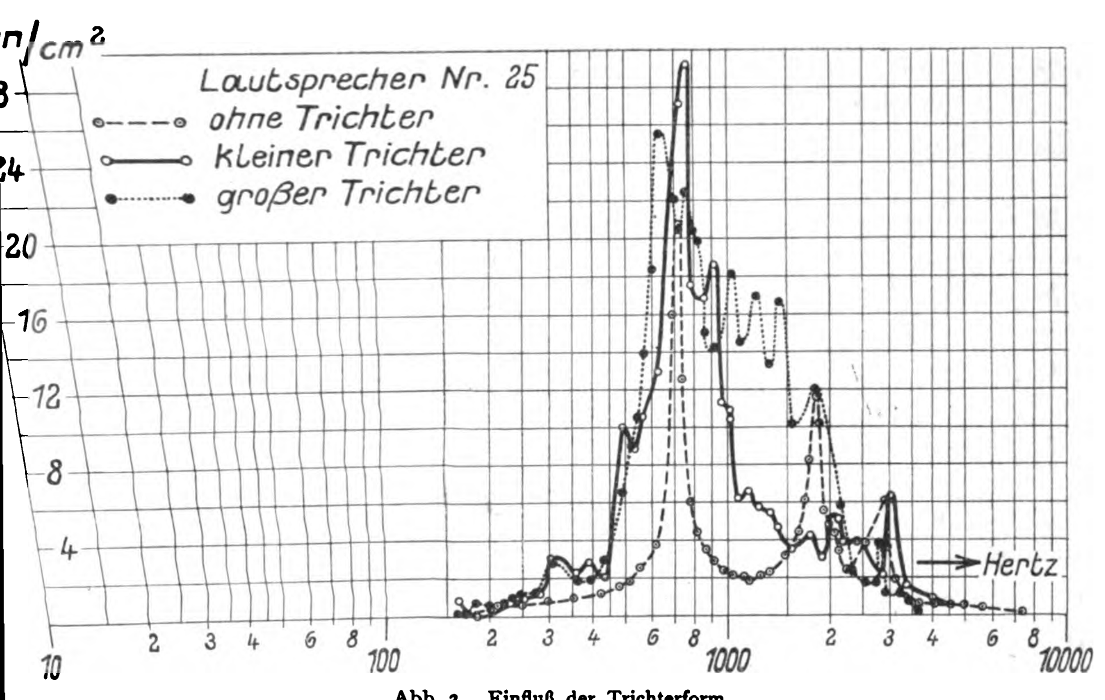


Abb. 2. Einfluß der Trichterform.

betrifft, so sind sie im allgemeinen in dem in Frage kommenden Lautstärkebereich gerade Linien. Die Frequenzkurven geben einen Überblick über den Umfang und die Gleichmäßigkeit des ausgestrahlten Frequenzbereiches; die Amplitudenkurven zeigen die Größe des Linearitätsbereiches. Beide Kurven sind mithin hinreichend, um ein objektives Urteil über die Güte eines Lautsprechers zu gewinnen.

Fast alle elektromagnetischen Lautsprecher besitzen einen Schalltrichter, der wesentlich zur Verbesserung der Sprach- und Musikwiedergabe beiträgt. Es ist nun leicht, die Wirkung des Schalltrichters, sowohl hinsichtlich seiner geometrischen Form, wie auch hinsichtlich seines Materials, mit Hilfe der Rayleighschen Scheibe zu untersuchen. Die hierauf sich beziehenden Messungen zeigen Abb. 2

fernung als bei denjenigen ohne Trichter befindet. Die subjektive klangliche Verschiedenheit zwischen kleinem und großem Trichter ist übrigens nicht sehr groß.

Um den Einfluß des Trichtermaterials zu untersuchen, erhielt dieselbe Schalldose einen Blech- und einen Papiertrichter von genau den gleichen geometrischen Dimensionen. Der Papiertrichter wurde aus geleimtem starken Papier hergestellt. Abb. 3 zeigt die beiden Frequenzkurven; wie man sieht, hat das Trichtermaterial, zum mindesten in dem vorliegenden Fall, wenig Einfluß; hervorzuheben ist die Wiederkehr der kleinen Resonanzstellen in beiden Kurven. In Übereinstimmung mit den Kurven weist der Lautsprecher mit Blechtrichter eine um eine Spur schärfere Klangfarbe auf.

elektrisch erregte Schallquelle. Im Falle der Kompensation sind die Schallkräfte gleich den elektrostatischen Kräften. Die erfolgte Kompensation, d. h. die Ruhe der Membran, wird an dem Schweigen des Telephons hinter dem Verstärker bzw. für sehr tiefe Frequenzen an einem Vibrationsgalvanometer erkannt. Die beschriebene Methode zeichnet sich einmal dadurch aus, daß bei gutem Bau des Kondensatormikrophons, d. h. bei genauer Parallelität von Membran und Gegenplatte die angreifenden und die kompensierenden Kräfte wirklich in gleicher Weise auf die Membran einwirken. Ferner kann eine große Empfindlichkeit erreicht werden, da die Einstellung auf Ruhe

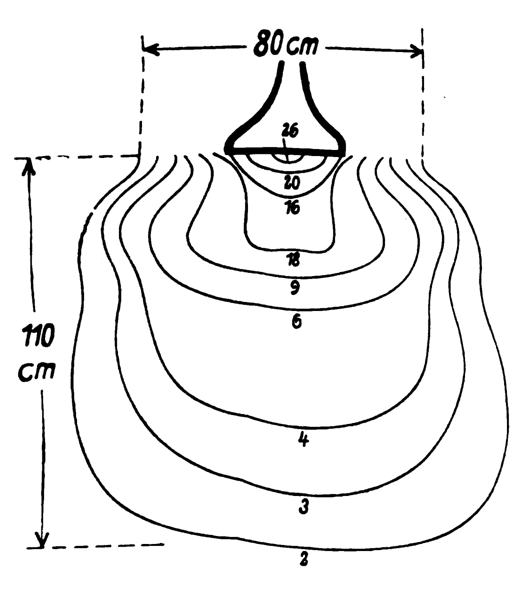


Abb. 5. Schallfeld eines Trichterla

der Membran nicht durch Abhören der Membranbewegung, sondern durch die Wirkung der kapazitiven Änderungen in einem Hochfrequenzkreis von etwa 100 m Wellenlänge geschieht; insbesondere wird die Empfindlichkeit für die sehr hohen Frequenzen dadurch gesteigert, daß man die Eigenperiode der Mikrophonmembran, die ja bei der Kompensation keine Rolle spielt, in das gewünschte Gebiet verlegt. Als Hauptvorzug endlich ist die einfache Möglichkeit einer absoluten Eichung zu nennen; die Kompensation läßt sich nämlich bis zur Schwingungszahl Null herunter, d. h. für Gleichdruck, ausführen; man verwendet dann als Anzeigeinstrument nicht mehr das Telephon, sondern das Anodengleichstrominstrument der Schwingröhre. Die Eichung geht in folgender Weise vor sich: man übt auf die Mikrophonmembran einen negativen Druck, eine Saugwirkung aus, die an einem geeigneten Manometer

elektrisch erregte Schallquelle. Im Falle der Kompensation sind die Schallkräfte gleich den elektrostatischen Kräften. Die erfolgte Kompensation, d. h. die Ruhe der Membran, wird an dem Schweigen des Telephons hinter dem Verstärker bzw. für sehr tiefe Frequenzen an einem Vibrationsgalvanometer erkannt. Die beschriebene Methode zeichnet sich einmal dadurch aus, daß bei gutem Bau des Kondensatormikrophons, d. h. bei genauer Parallelität von Membran und Gegenplatte die angreifenden und die kompensierenden Kräfte wirklich in gleicher Weise auf die Membran einwirken. Ferner kann eine große Empfindlichkeit erreicht werden, da die Einstellung auf Ruhe sofort in Bar ablesbar ist und die infolge der Kapazitätsänderung des Mikrophons den Anodenstrom entsprechend der Resonanzkurve in Abb. 4 etwas ändert. Durch Anlegen einer Gleichspannung ans Mikrophon, d. h. durch einen positiven Druck auf die Membran, wird der Strom auf den ursprünglichen Wert zurückgebracht; der Gleichdruck ist durch eine Gleichspannung kompensiert; man erhält auf diesem außerordentlich einfachen Wege den Eichfaktor des Kondensatormikrophons. Anstelle der Huth-Kühnschaltung lassen sich übrigens auch andere Hochfrequenzanordnungen, wie beispielsweise die von Riegger und Trendelenburg angegebene Schaltung, verwenden.[5])

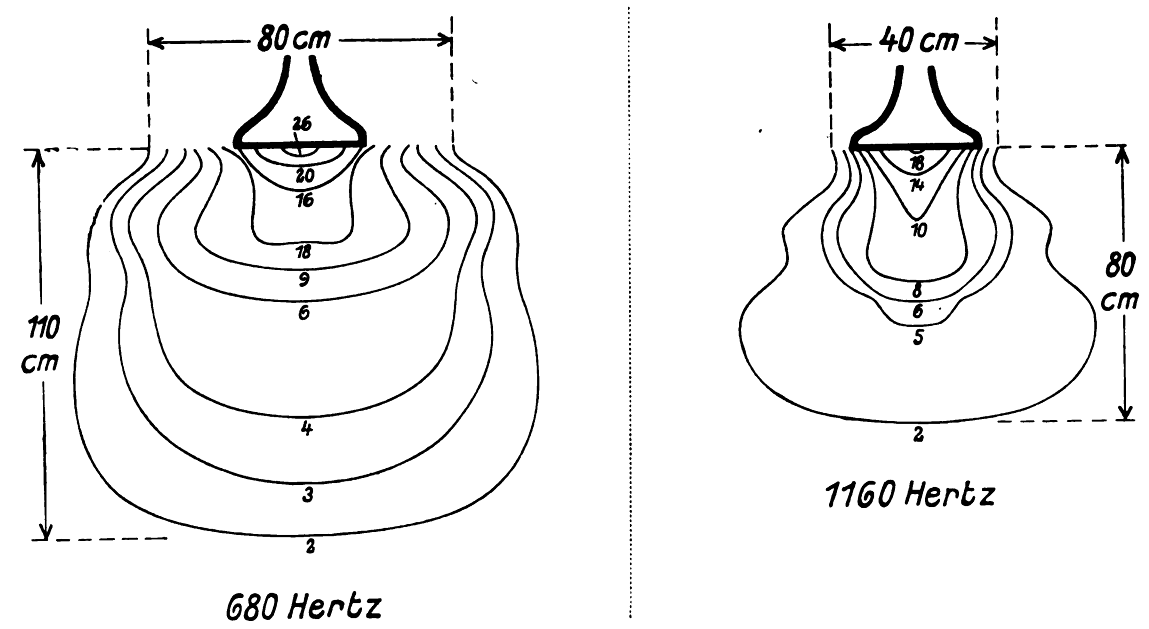


Abb. 5. Schallfeld eines Trichterlautsprechers.

der Membran nicht durch Abhören der Membranbewegung, sondern durch die Wirkung der kapazitiven Änderungen in einem Hochfrequenzkreis von etwa 100 m Wellenlänge geschieht; insbesondere wird die Empfindlichkeit für die sehr hohen Frequenzen dadurch gesteigert, daß man die Eigenperiode der Mikrophonmembran, die ja bei der Kompensation keine Rolle spielt, in das gewünschte Gebiet verlegt. Als Hauptvorzug endlich ist die einfache Möglichkeit einer absoluten Eichung zu nennen; die Kompensation läßt sich nämlich bis zur Schwingungszahl Null herunter, d. h. für Gleichdruck, ausführen; man verwendet dann als Anzeigeinstrument nicht mehr das Telephon, sondern das Anodengleichstrominstrument der Schwingröhre. Die Eichung geht in folgender Weise vor sich: man übt auf die Mikrophonmembran einen negativen Druck, eine Saugwirkung aus, die an einem geeigneten Manometer

Vergleicht man nun für ein Schallfeld die Meßergebnisse, welche mittels des Rayleighschen Geschwindigkeitsmessers und mit Hilfe der hier beschriebenen Druckmethode erhalten sind, so bekommt man im allgemeinen, sofern man von den Interferenzerscheinungen absieht, die durch die Größe der den Schall ausstrahlenden Flächen oder durch die immerhin noch vorhandenen Reflexionen an dem Kondensatormikrophon verursacht werden, eine befriedigende quantitative Übereinstimmung. Die Messungen sind auch in stehenden Schallwellen, in denen bei gleicher

[5]) Wie weitere Versuche gezeigt haben, ist die Rieggersche Anordnung, bei welcher auf die Frequenzmodulation der Hochfrequenz die Amplitudenmodulation und Gleichrichtung in einem besonderen Elektronenrohr folgen, dann vorzuziehen, wenn eine noch größere Störungsfreiheit gegenüber der Kompensationswechselspannung gefordert wird.



Energiedichte Druck- und Geschwindigkeitsamplitude räumlich voneinander getrennt sind, ausgeführt worden. Bei den letzteren Messungen betrugen die Abweichungen im Mittel etwa 8%; die Frequenz wurde dabei von 200 bis 1200 Hertz variiert; im freien Schallfeld umfaßte der Frequenzbereich etwa 150—4500 Hertz.

Diese Übereinstimmung der Vergleichsmessungen ist sehr wichtig, weil in der Theorie der Rayleighschen Scheibe Vernachlässigungen enthalten sind; besonders ist zu erwähnen, daß die gesamte Theorie ein inkompressibles Medium voraussetzt, eine Annahme, die im Experiment keineswegs erfüllt ist. Die vorliegenden Messungen zeigen zum ersten Male die Übereinstimmung der Theorie[6]) mit dem Experiment für einen größeren Frequenzbereich.

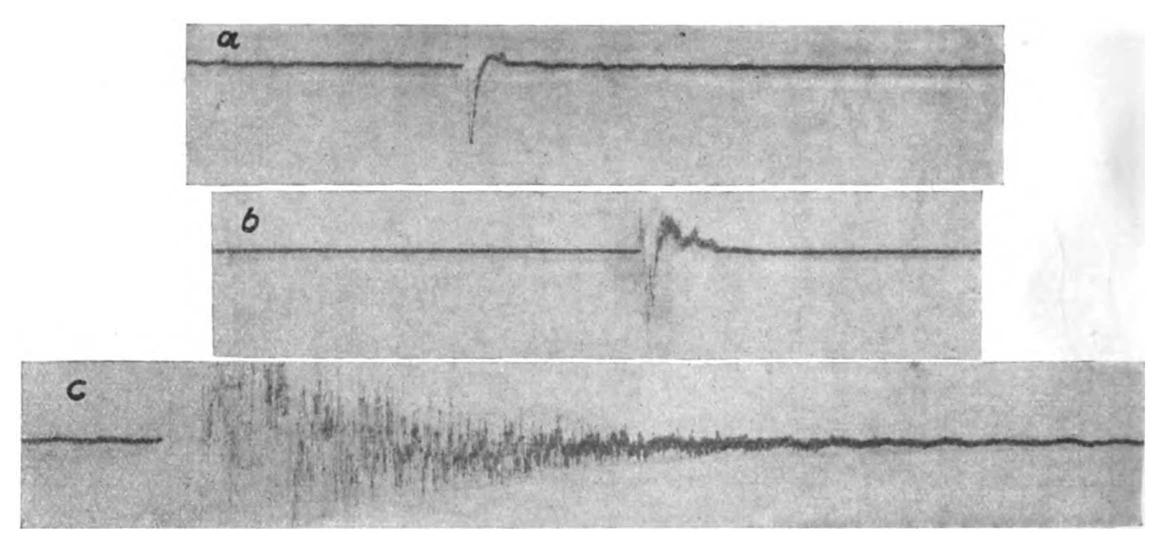


Abb. 6. Der Knall zur Bestimmung des Nachhalles.

Infolge seiner geringen Größe und seiner leichten Verschiebbarkeit eignet sich das Kondensatormikrophon gut dazu, ein Schallfeld in vielen Punkten auszumessen. Ein Beispiel einer solchen Messung ist Abb. 5, die für zwei Frequenzen das Feld vor dem Schalltrichter eines Lautsprechers darstellen. Die ausgezogenen Linien sind die Kurven gleicher Druckamplitude; man erkennt deutlich, daß eine Richtwirkung mit steigender Frequenz sich bemerkbar macht.

4. Die Registrierung der Druckamplitude in nichtstationären Schallfeldern.

Die in der letzten Abbildung dargestellten Messungen zeigen das stationäre Schallfeld eines Lautsprechers, das im Freien, ohne raumakustische Einflüsse, aufgenommen ist. Es soll jetzt noch kurz auf die Messungen an nichtstationären Schallfeldern[7]), d. h. auf das Entstehen und Verschwinden von Schallfeldern in geschlossenen Räumen, oder anders ausgedrückt, auf einige Fragen des Nachhalls eingegangen werden.

Um über die Schalleinschwingvorgänge selbst Aufschluß zu erhalten, muß eine Schallregistriermethode gewählt werden. Zur Schallaufnahme diente das Reißsche Mikrophon in Verbindung mit einem Zweifachverstärker, zur Schallaufzeichnung der Oszillograph. Als Schallquelle wurde ein Lautsprecher benutzt, mit dem die Schallintensität und die Tonhöhe leicht verändert werden können. Durch besondere Versuche mit Thermophon bzw. durch Versuche im Freien wurde gezeigt, daß Schallregistrierapparat und Schallquelle keine wesentlichen Ein- und Ausschwingvorgänge haben.

Für qualitative Versuche eignet sich an Stelle reiner Töne auch ein Geräusch, das häufig leichter herstellbar ist. So wurde beispielsweise als Geräusch der Knall einer Kinderpistole benutzt. Ein Knall hängt in seinem Klangcharakter ganz wesentlich von der Umgebung ab, eine Eigenschaft, die man aus den folgenden Aufnahmen erkennen kann. In Abb. 6 stellen Kurve *a* den Knall im Freien, Kurve *b* denselben Knall in einem sehr stark schallgedämpften Beobachtungsraum mittlerer Größe und Kurve *c* den Knall in einem gewöhnlichen ungedämpften Laboratoriumszimmer dar. Die Unterschiede in den Nachhallzeiten sind außerordentlich groß, die subjektiven Wahrnehmungen in den einzelnen Fällen sind: im Freien nimmt der Knall eine sehr spitze und

[6]) Zernow, Ann. d. Phys. **26** (1908), 74.

[7]) Diese Messungen sind in Gemeinschaft mit Herrn Dr. Reisser von der Reich-Rundfunk-Gesellschaft ausgeführt worden.



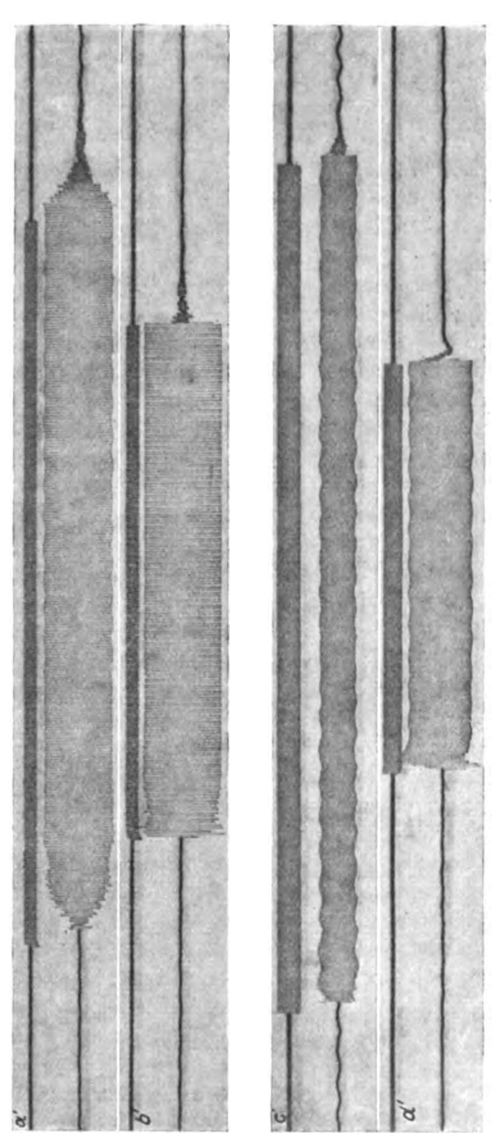


Abb. 7. Nachhallmessung mit reinen Tönen.

dünne, im gedämpften Zimmer eine dumpfe und im dritten Fall eine volle und helle Klangfarbe an.

Abb 7 enthält die analogen Aufnahmen mit Lautsprecher und reinen Tönen und zwar für den reflektierenden Raum (*a*, *b*, *c* und *d*) und den gedämpften Raum (*a'*, *b'*, *c'* und *d'*). Die obere Kurve bedeutet dabei jedesmal den Strom im Lautsprecher, die untere den Strom im Mikrophon. Auch hier prägt sich deutlich der Unterschied in der Nachhallzeit zwischen gedämpftem und ungedämpftem Raum aus. In beiden Räumen sind die Messungen außerdem für zwei Frequenzen (500 und 1300 Hertz) und für zwei Entfernungen ausgeführt worden, Kurve *a* (*a'*) ist bei großem Abstand Mikrophon-Lautsprecher (etwa 4—5 m), Kurve *b* (*b'*) bei kleinem Abstand (etwa $^1/_2$ m) aufgenommen. Das Gleiche gilt von den Oszillogrammen *c* (*c'*) und *d* (*d'*), für welche die Frequenz um etwa 1,5 Oktaven höher ist. Die Entfernung kann man an der Laufzeit des Schalles erkennen, es ist diejenige Zeit, welche der direkte Schallstrahl zum Zurücklegen der Strecke Lautsprecher-Mikrophon braucht. Interessant sind die Ein- und Ausschwingvorgänge.[8]) Das schwebungsartige An- und Abschwellen des Mikrophonstromes, d. h. der Schalldruckamplitude, beruht auf einer Interferenz der verschiedenen reflektierten Schallanteile; insbesondere kann, wie Oszillogramm *a* zeigt, die Druckamplitude nach dem Aufhören der Schallerregung größer werden. In der Art der Ausgleichsvorgänge zeigt sich auch der Unterschied zwischen kleinem und großem Mikrophonabstand. In der ersteren Stellung überwiegt der direkte Schallstrahl an Stärke bei weitem die durch Reflexion entstandenen Schallstrahlen; auf diese Weise erklären sich das rasche Ansteigen und Abfallen der Druckamplitude.

Abb. 7 zeigt qualitativ recht gut die Unterschiede zwischen dem hallenden und dem absorbierenden Raum; man kann nun versuchen, auch quantitative Angaben inbezug auf den Nachhall aus den Kurven zu entnehmen. W. C. Sabine und neuerdings Davis und Fleming[9]) haben bewiesen, daß das Abklingen der Schallenergie in einem Raum nach einem Exponentialgesetz erfolgt. Überträgt man dieses Gesetz auf die Druckamplitude und gleicht den schwebungsartigen Ausklingvorgang durch eine mittlere Exponentialkurve aus, so erhält man gewisse Dämpfungswerte. Dabei zeigt sich, daß man die Werte aus längeren Abklingzeiten berechnen muß; sie stimmen dann innerhalb einer Kurve befriedigend miteinander überein, schwanken jedoch mit der Stellung des Mikrophons, da auch die stationäre Amplitude durch Interferenz im Raume bedingt ist. Infolgedessen ist die nach diesem Verfahren erreichte Genauigkeit nur gering.

[8]) W. C. Sabine, Collected Papers on Acoustic 1923, S. 10.

[9]) Davis und Fleming, Phil. Mag. Bd. **2** (1926), 51.

Anwendung der Wheatstoneschen Brücke bei einem Dynamometer.

Von K. Möller.

Inhalt: Zweckmäßigste Schaltung für Gleichstrommeßbrücken und deren Anwendung für ein Fern- und Registrierdynamometer.

Die Wheatstonesche Brücke, anfänglich ein bestimmtes Meßgerät, ist im Laufe der Zeit zum Inbegriff einer großen mannigfaltigen Gruppe in der elektrischen Meßtechnik geworden.

Über die zweckmäßigste Dimensionierung der Brückenzweige findet sich Ausführliches z. B. in der „Elektrischen Meßtechnik" von Jäger, jedoch fehlt auch hier wie in den meisten Lehrbüchern der Hinweis auf eine Schwierigkeit, die zuweilen zu Unsicherheiten bei der Anwendung der Brücke führt: die Lage von Galvanometer und Meßbatterie wird nämlich fast überall ohne Kritik als vertauschbar bezeichnet, und sogar überwiegend ist die Darstellung mit dem Galvanometer in dem Brückenzweig, der den Schleifkontakt enthält (Abb. 1). Erfahrungsgemäß haftet derartigen

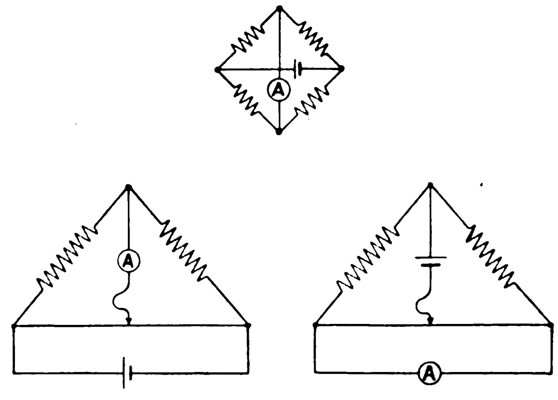


Abb. 1. Schaltschemata.

Kontakten immer dann eine gewisse Betriebsunsicherheit an, wenn die über den Kontakt fließenden Ströme gering sind, was im Gleichgewichtszustand der Brücke stets der Fall ist. Diese Schwierigkeit wird umgangen, wenn man in diesen Brückenzweig die Meßbatterie legt. Alsdann fließt über den Schleifkontakt dauernd der Gesamtstrom der Anordnung.

Der Strom in der Brücke zeigt einen nicht linearen Verlauf bei Bewegung des Schleifkontaktes von der Gleichgewichtsstellung nach links oder rechts. Die Form des Stromanstieges ist abhängig

von der Dimensionierung der Brückenzweige und ist in Abb. 2 in zwei Beispielen dargestellt. Bei Benutzung der Brücke nach der Nullmethode wird man einen Stromverlauf nach Kurve 1 erstreben, da die Gleichgewichtslage außerordentlich scharf definiert ist. Ebenfalls ist eine derartige Kurvenform notwendig, wenn in dem Brückenzweig statt des Galvanometers ein Relais Verwendung findet. Der durch Kurve 2 dargestellte Typ ist gegeben, wenn die Brückenzweige selbst konstant bleiben und die Ausschläge des Meßgeräts direkt in Werten der Meßgröße geeicht sind. Es scheint zunächst, als ob für ein derartiges Verfahren die Wheatstonesche Brücke einen unnötigen Aufwand darstellt. Erhalten bleibt jedoch der Vorteil, daß nach wie vor das Verhältnis der Widerstände in erster Linie maßgebend ist, eine Veränderung der Gesamtwiderstandswerte durch Temperatureinflüsse daher weniger ins Gewicht fällt.

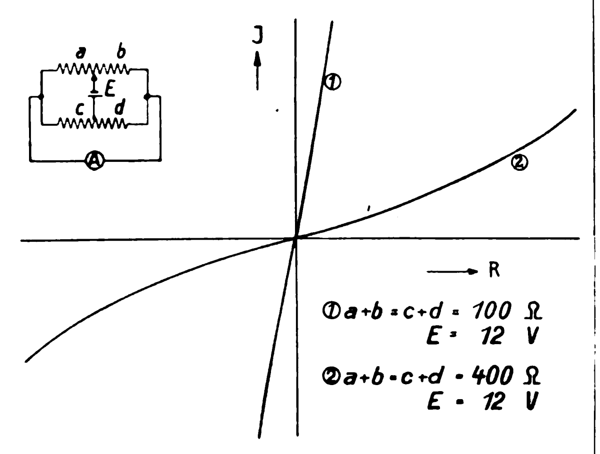


Abb. 2. Stromverlauf in der Brücke.

Die technische Anwendung, die hier beschrieben werden soll, betrifft ein Dynamometer mit getrenntem Meßsystem und Anzeigegerät. Das Verfahren ist in Abb. 3 grundsätzlich dargestellt. An der Stelle eines Triebes, an der die Messung der Kraftübertragung erfolgen soll, ist eine elastische Kupplung, bestehend aus den Kupplungsscheiben K_1 und K_2 angeordnet. Als Maß für die übertragene Leistung dient die Verdrehung der beiden Kupplungsscheiben gegeneinander. Die fernmeldetechnische Aufgabe besteht darin, diese Verdrehung an einem beliebigen anderen Orte wahrnehmbar zu machen. Zu diesem Zwecke trägt die Kupplungsscheibe K_2 an der Peripherie einen Widerstand $R_1 + R_2$, dessen Enden über zwei Schleifringe S_2 und S_3 nach außen geführt sind. Die Kupplungsscheibe K_1 trägt einen Kontaktarm B, dessen Stellung auf dem Widerstand $R_1 + R_2$ von der Lage der beiden Kupplungsscheiben gegeneinander abhängig ist. Er wird ebenfalls über einen Schleifring (S_1) nach außen geführt. Diese Widerstandsanordnung wird zu einer Wheatstoneschen Brücke ergänzt durch den in dem eigentlichen Meß- bzw. Anzeigegerät liegenden Widerstand $R_3 + R_4$, dem Meßinstrument A und der Meßbatterie E. Um Fehler, die durch die Schleifringe in die Messung hineinkommen können, vernachlässigen zu können, werden die Widerstandswerte von $R_1 + R_2$ einerseits und $R_3 + R_4$ andererseits so gewählt, daß die auftretenden Übergangswiderstände an den Schleifringen mindestens eine Größenordnung tiefer liegen. Die Stellung des Schleifkontaktes auf dem Widerstand $R_3 + R_4$ läßt sich längs einer Skala unmittelbar in Leistungswerten eichen. Der Vorteil einer derartigen Anordnung liegt darin, ein Dynamometer auch da einschalten zu können, wo die bisherigen Methoden nicht anwendbar sind wegen der Notwendigkeit, am Dynamometer selbst optisch oder mechanisch zu messen. Der Drehsinn, bzw. die Unterscheidung, ob Treib- oder Bremsleistung, ist durch die Stromrichtung im Brückeninstrument gegeben oder bei der Nullmethode durch die Lage des Gleichgewichtspunktes. Eine weitere Möglichkeit wird durch die vorstehende Anordnung erschlossen, nämlich die Aufzeichnung schnell veränderlicher Leistungsübertragungen. Beabsichtigt ist, im Kraftwagen die Leistungsabgabe der Maschine an die Hinterachse während der Fahrt zu messen unter Verwendung eines schnell registrierenden Meßgeräts. Die Resultate lassen neues Material für den Fragenkomplex erwarten, der im allgemeinen unter dem Thema „die Beziehungen zwischen Kraftfahrzeug und Straße" in der Fachliteratur einen breiten Raum einnimmt. Aber auch für den Kraftfahrzeugbau selbst werden derartige Messungen wertvolle Aufschlüsse über die tatsächlich im Betrieb auftretenden Materialbeanspruchungen geben, die bisher der Messung nicht zugänglich waren.

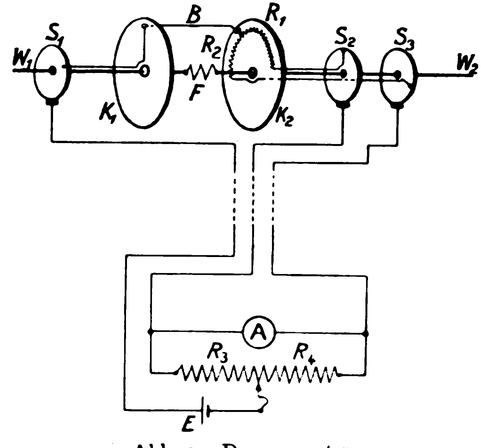


Abb. 3. Dynamometer.

Die bekannten Methoden beschränkten sich darauf, den Kraftwagen im Stand mit den Hinterrädern auf Trommeln zu stellen und sozusagen eine ideale Straße unter dem Wagen wegzudrücken. Die Leistungsaufnahme der Trommeln wird dann nach den sonst üblichen Verfahren gemessen.

Mag die Methode zunächst in quantitativer Hinsicht anderen auch an Meßgenauigkeit noch unterlegen sein, so ist doch als Vorteil zu buchen, daß sie zumindest qualitativ neue Möglichkeiten erschließt.

Erwähnt sei noch, daß die Berliner Physikalischen Werkstätten (Berlin, Nostizstraße 20) derartige Dynamometer fertigen.

Zusammenfassung.

Nach kurzen Ausführungen über die zweckmäßigste Schaltung von Gleichstrommeßbrücken wird ein Dynamometer beschrieben, das mittels einer Brückenschaltung Fernanzeige und Registrierung ermöglicht. Auf eine spezielle Anwendung für Messungen an Kraftwagen wird hingewiesen.

VI. Ionen.

Ionenlehre und Gasdurchschlag.

Von W. O. Schumann.

Inhalt: Zusammenfassung der neueren Arbeiten über das Einsetzen einer Gasentladung und über den Coronaverlust.

Von den Problemen und Untersuchungen auf dem Gebiet des elektrischen Durchschlags, die in den letzten Jahren den technischen Physiker besonders interessiert haben, sollen im folgenden drei Gruppen herausgegriffen werden: 1. Die Verzögerung; 2. Der Einfluß des Kathodenmaterials auf die Anfangsspannung und 3. Die Coronaerscheinungen. Alle drei Gruppen haben starkes technisches und wissenschaftliches Interesse und es sind eine Reihe wertvoller aufklärender Arbeiten in den letzten Jahren erschienen, über die referiert werden soll.

Das Problem der Verzögerung ist für die Technik wegen der ausgebreiteten Verwendung der Funkenstrecke als Meßinstrument für hohe Spannungen sehr wichtig. Für Gleichspannung und Wechselspannung nicht zu hoher Frequenz ist die Funkenstrecke ein unentbehrliches zuverlässiges Meßinstrument der Höchstwerte der Spannung. Aber die Verwendung der Funkenstrecke zur Messung der Scheitelwerte sehr rasch entstehender und wieder verschwindender Spannungen, sogenannter Stoßspannungen, ist eine stark umstrittene Frage. Über das Wesen der Verzögerung haben die Arbeiten von K. Zuber[1]) (beim Druck von 3—4 mm Hg), W. Braunbek[2]) (bei Drucken um 100 mm Hg) und M. v. Laue[3]) gelehrt, daß es sich hier um einen reinen Zufallsvorgang handelt, der auf der Ungeordnetheit molekularer Vorgänge beruht. Die Wahrscheinlichkeit, daß der Funke auf eine Anregung von außen (eine Fremdionisierung) anspricht, nimmt nach Ablauf einer gewissen Zeit, vom letzten Funken ab gerechnet, einen bestimmten konstanten Wert an. Die statistische Verteilungskurve der einzelnen Verzögerungszeiten folgt dem Gesetz

$$n_t = k\,e^{-kt},$$

wo $n_t\,dt$ der Bruchteil sämtlicher Verzögerungswerte ist, die zwischen den Grenzen t und $t + dt$ liegt. Am häufigsten sind die geringsten Verzögerungen vertreten. Das Gesetz gilt, wenn genügend lange seit dem Übergang des vorhergehenden Funkens gewartet wurde und wenn die angelegte Gleichspannung genügend rasch auf ihren konstanten Wert gebracht wird. Die mittlere Verzögerungszeit ist von der angelegten Spannung und der äußeren Ionisierung abhängig. Sie ist etwa umgekehrt proportional der gesamten (natürlichen und künstlichen äußeren) Ionisation und der Überspannung. Diese ist definiert als der Unterschied zwischen der angelegten Spannung und jener Spannung, bei der die mittlere Verzögerung theoretisch unendlich wird (Funkenspannung, Funkenpotential). Zuber findet die mittlere Verzögerung in trockener Luft größer als in feuchter.

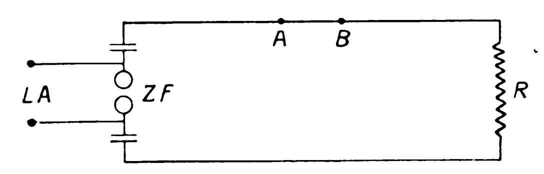
Die statistische Natur des Zündvorgangs demonstrieren E. Mauz und R. Seeliger[4]) sehr anschaulich an einer Ne—He-Röhre von 10 mm Druck, indem sie die Zündspannung abhängig von der Betriebsfrequenz aufnehmen. Bis etwa 200 Per/sec nimmt die Zündspannung zu, um dann bei höheren Frequenzen wieder abzunehmen. Der ansteigende Teil der Kurve entspricht dem wachsenden Verzögerungseffekt bei rascherem Spannungsanstieg, der fallende Teil der größeren Verionisierung durch die Ionenrückstände der vorhergehenden Entladung. Je rascher der Spannungsanstieg erfolgt, desto größer ist bei gleicher Frequenz die Zündspannung.

Zuber und Braunbek beobachteten, wie schon viele Autoren vor ihnen, eine Polarisation der Elektroden, nur kathodischer Art, die sich in einem Steigen der Funkenspannung nach dem Durchgang einiger Funken äußert (bei einer Zylinder-

[1]) R. Zuber, Ann. d. Phys. (4) **76** (1925), 231.
[2]) W. Braunbek, Zeitschr. f. Phys. **36** (1926), 582.
[3]) M. v. Laue, Ann. d. Phys. (4) **76** (1925), 261.
[4]) E. Mauz und R. Seeliger, Phys Zeitschr. **26** (1925), 47.

funkenstrecke z. B. nach 15 Funken Erhöhung der Funkenspannung von 1647 auf 1708 Volt, besonders stark nach dem ersten übergehenden Funken). Durch Glühen der Kathode war diese Polarisation sofort vollständig zu beseitigen. Bei der Zylinderfunkenstrecke mit einem Pt-Draht innen, ist die Polarisation viel stärker als bei Plattenelektroden. Sie ist stärker beim Durchgang starker Funken als bei schwachen. Im Verlauf eines Tages bildete sich der Polarisationseffekt von selbst wieder vollständig zurück. Bei äußerer Bestrahlung war die Polarisationswirkung geringer. Zuber findet bei Funkenstrecken mit Ebonitisolierung größere Neigung zur Polarisation als bei solchen ohne. Aber auch Restladungen der Umgebung beeinflussen den Funkenübergang, wie sie besonders stark in der Arbeit von Hiller[5]) auftraten. Bei genügender Fremdionisierung wird die Verzögerung sehr gering.

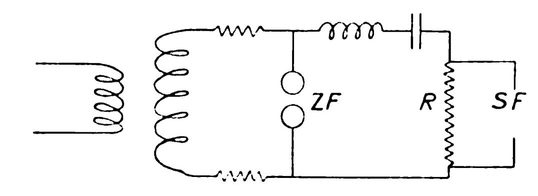
Die Verzögerung bei sehr rasch vorübergehenden Spannungen hat O. Burawoy[6]) untersucht. Die Spannungsstöße wurden durch Wanderwellen längs Freileitungen erzeugt. Wird entsprechend Abb. 1 die Zündfunkenstrecke ZF plötzlich überschlagen, so läuft eine Spannungsverteilung mit steiler Front mit Lichtgeschwindigkeit nach rechts über die Leitung. Der Widerstand R am Ende ist auf den Wellenwiderstand abgeglichen, so daß dort keine Reflexionen erfolgen. Zwischen den beiden Punkten A und B der Abb. 1 herrscht nur in der äußerst kurzen Zeit, in welcher der Wellenkopf über diese Strecke hinweggeilt, eine Spannung. Wird zwischen die beiden Punkte eine Funkenstrecke geschaltet, so kann deren Ansprechspannung bestimmt werden, wenn die Form des Wellenkopfes bekannt ist, was man mit lose gekoppelten Lechersystemen feststellen kann. Mit einer Versuchsanordnung nach diesem Prinzip findet Burawoy bei aktiven (mit reinem Karborundpapier geputzten) Kugelelektroden, wobei es speziell auf die Kathode ankommt, bei sinusförmigen Spannungsstößen mit einer Anstiegzeit von Null bis zum Maximum von $3{,}5 \cdot 10^{-9}$ sec bei Schlagweiten gleich oder kleiner als der Elektrodendurchmesser (Kugelelektroden) keine beobachtbare Verzögerung. Auch Feuchtigkeit bis zum Beschlag der Elektroden hat bei aktiven Elektroden keinen Einfluß auf die Stoßüberschlagsspannung, während die statische Funkenspannung stark herabgesetzt wird. Auch Bestrahlung mit Ra oder Bogenlicht ändert die Überschlagswerte nicht. Auf das eigentümliche Verhalten von Elektroden, die mit reinem Karborundpapier geputzt sind, hat bereits P. O. Pedersen[7]) hingewiesen, die bei ihm die geringsten Verzögerungen ergaben. Auf den Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit der Elektroden auf die Verzögerung hat zuerst N. Campbell[8]) aufmerksam gemacht. Bei homogenen elektrischen Feldern findet Burawoy eine Verzögerung nur durch Verunreinigung der Elektrodenoberflächen, die aber durch Bestrahlung mit Radium oder Bogenlicht vollkommen aufgehoben werden kann. An spitzen Elektroden, also stark inhomogenem Felde, ist bei kurzen Spannungszeiten stets eine Verzögerung vorhanden. Weder Oberflächenbeschaffenheit noch eine Bestrahlung haben hier bei großen Elektrodenabständen einen Einfluß. Bei Öldurchschlägen zeigten sich ganz außerordentlich große Verzögerungswirkungen.



LA Ladeapparatur mit großer Kapazität. ZF Zündfunkenstrecke.

Abb. 1. Schaltung zur Erzeugung sehr rascher Spannungsstöße mit Wanderwellen.

Die starken Verzögerungswirkungen bei Spitzen hat schon F. W. Peek[9]) beobachtet. Bei Stoßentladungen nach dem Schema der Abb. 2, wo die Spannung in 0,03 μ sec ihr Maximum von der Größe bis zu 2000 kV. erreichte, findet er das „Impulsverhältnis", d. h. das Verhältnis der Überschlagsspannung bei dieser Stoßgeschwindigkeit zu der Überschlagsspannung bei Wechselstrom von 60 Perioden gleich 2,3, z. B. bei einer Schlagweite von 17,3 cm bei 60 periodiger Wechselspannung 880 kV., bei Stoß 2000 kV. Bei Kugeln von 12,5 cm Durchmesser findet er keine Erhöhung der Überschlagsspannung gegen Niederfrequenz, wenn keine Widerstände mit den Kugeln in Serie geschaltet sind. Nur bei kleinen Schlagweiten



ZF Zündfunkenstrecke. SF Zu untersuchende Spitzenfunkenstrecke. R Hochohmiger Widerstand.

Abb. 2. Erzeugung von Spannungsstößen mit Schwingungskreis.

[5]) W. Hiller und E. Regener, Zeitschr. f. Phys. **23** (1924), 129.

[6]) O. Burawoy, Arch. f. Elek. XVI (1926), 186.

[7]) P. O. Pedersen, Ann. d. Phys. (4) **71** (1923), 338.

[8]) N. Campbell, Phil. Mag. (6) **38** (1919), 214.

[9]) F. W. Peek, Trans. A. J. E. E. **34** (2) (1915), 1871; Journ. A. J. E. E. **17** (1923), 629; Journ. Frankl. Inst. **1** (1924), 1.

$\delta \leqq 0{,}54 \sqrt{R}$ (R Kugelradius in Zentimetern) findet er bis dreifache Überspannungen. Den Entladeverzug der Spitzenfunkenstrecke haben auch Mc Eachron und Wade[10]) untersucht. Sie finden, daß er bei gegebener Spannung mit der Schlagweite steigt, daß aber die Überspannung, die nötig ist, um ihn auf 2 μ sec herunterzudrücken, mit wachsender Schlagweite abnimmt.

Nach O. Burawoy sind die Unstimmigkeiten der früheren Beobachter auf mangelnde Sorgfalt hinsichtlich der Beschaffenheit der Elektrodenoberfläche zurückzuführen und auf nicht genügende Kenntnis des genauen zeitlichen Verlaufs der Stoßspannung. Die Form der Stoßwelle ist in der Burawoyschen Arbeit sehr sorgfältig diskutiert. Immerhin sind recht umfangreiche und komplizierte Korrektionsrechnungen nötig, daß eine Nachprüfung des für die Hochspannungsmeßtechnik sehr wichtigen Ergebnisses nach einer zweiten Methode sehr erwünscht erscheint. Besonders da z. B. auch Braunbek seine Elektroden mit reinem Schmirgelpapier abrieb und erhebliche Verzögerungen feststellte. Den Polarisationseffekt nach wiederholten Durchschlägen hat auch Burawoy festgestellt. Allerdings arbeitet Burawoy bei normalem Druck, wo die normale Ionisierung der durchdringenden Strahlung viel stärker ist als bei den geringen Drucken Braunbeks.

Eine gewisse Schwierigkeit bildet die Konstanz der Überschlagspannung bis zu diesen kurzen Anstiegswerten der Spannung für die Townsendsche Erklärung des Durchschlagsphänomens durch die Bewegung und Ionisierung der Elektronen und der positiven Ionen. Wie Rogowski[11]) gezeigt hat, geht bei der üblichen bekannten Geschwindigkeit der positiven Ionen die Ausbildung der Ionen- und Elektronenlawine viel zu langsam vor sich, als daß z. B. das Peeksche Resultat, daß bei Stoßspannungen von 10^{-6} sec Anstiegszeit bei Kugeln von 12 cm Durchmesser und 10 cm Schlagweite keine Erhöhung der Überschlagsspannung auftritt, erklärlich wäre. Auch die Ausbildung einer Raumladung vor der Kathode und die damit verbundene Erleichterung der Elektronenauslösung dort, geht noch zu langsam vor sich, wenn auch viel rascher, als der Stoßionisierungsvorgang bei homogenem nicht raumladungsgestörtem Feld. Es wird vielleicht nötig sein, von „Beweglichkeiten" des positiven Ions ganz abzusehen, und Kanalstrahlen großer Durchdringungsfähigkeit anzunehmen, die sich beschleunigt im Feld bewegen, um die nötige Geschwindigkeit des Vorgangs herauszubekommen. Die Eigenschaften des positiven Trägers sind immer noch die am wenigsten bekannten Tatsachen beim Entladungsvorgang und bedürfen noch eingehender experimenteller Erforschung. Auch die Art der positiven Ionisierung, ob auf Gas oder auf das Elektrodenmetall. Dies führt zur zweiten Frage, der des Einflusses des Kathodenmetalls auf die Anfangsspannung.

Kathodeneinfluß.

Schon in den bisher erwähnten Arbeiten ist speziell auf den Einfluß der Kathodenoberfläche hingewiesen, was Verzögerung und Polarisationseffekte anbelangt. Bei Entladungen bei normalen Drucken hat sich bisher kein Einfluß des Kathodenmaterials einwandfrei feststellen lassen, Cu-, Fe-, Messing- usf. Elektroden ergeben bei gleicher Behandlung dieselben Anfangsspannungen. Bei geringen Drucken wird dies anders. G. Holst und E. Oosterhuis[12]) finden in Ne die Elektronen wesentlich aus der Kathode stammend und nehmen keine Stoßionisierung durch positive Ionen im Gase an. Die Zündspannung zeigt sich abhängig vom Kathodenmaterial. R. Bär[13]) findet im Ne ebenfalls diese Abhängigkeit vom Kathodenmaterial, die aber nach längerem Liegen der Elektroden in Luft verschwindet. Nach Reinigung der Metalle durch Kathodenzerstäubung ergeben sich auch in Luft nahe der Minimumspannung, also bei einigen Millimetern Hg-Druck Unterschiede der Zündspannung je nach der Kathode. Auch hier erscheinen die Elektronen wesentlich aus der Kathode befreit.

Auf den Einfluß von kathodischen Doppelschichten auf den Einsatz der Entladung weisen auch Oelkers[14]) und Reiche hin. Vor Beginn der Glimmentladung finden sie einzelne wieder verlöschende Stromstöße, die mit steigender Spannung immer häufiger werden. Besonders stark bei Al. Das Gas hat darauf wenig Einfluß.

Bei normalen Drucken hat die Kathode unter Umständen einen bedeutenden Einfluß, wie die Polarisationsbeobachtungen Burawoys zeigen, mindestens bei sehr plötzlichen Spannungsstößen, der allerdings durch Bestrahlung vollständig beseitigt werden kann. Bei langsamer Spannungssteigerung ist dieser Einfluß bei hohen Drucken meines Wissens noch nicht beobachtet worden. Daß bei normalem Druck kathodische Vorgänge zum mindesten nur eine Nebenrolle spielen können, folgt daraus, daß bei der Entladung eines Zylinders innerhalb eines weiteren die Entladespannung die gleiche ist, je ob der innere Zylinder positiv oder negativ geladen ist. Erst bei dünnen

[10]) Mc Eachron und J. Wade, J. A. I. E. E. 1926, S. 46.

[11]) W. Rogowski, Arch. f. Elekt. **16** (1926), 496.

[12]) G. Holst und E. Oosterhuis, Phil. Mag. (6) **46** (1923), 1117.

[13]) R. Bär, Arch. sc. phys. et nat. (5) **7** (1925), 213; siehe auch H. Stücklen, Ann. Phys. **69** (1922), 597.

[14]) W. Oelkers, Ann. d. Phys. (4) **74** (1924), 703.

Drähten unterscheiden sich beide Spannungen und dann auch nur relativ wenig. Die Feldstärke des raumladungsfreien elektrostatischen Feldes ist für die Ionisierung an der Kathode in beiden Fällen grundverschieden. Aber auch die Annahme, daß während des Entstehens der Entladung sich vor der Kathode eine positive Raumladung ausbildet nach Art eines Kathodenfalls, ist mit den experimentellen Tatsachen nicht verträglich, da es sonst ganz unverständlich wäre, daß Durchbruchspannung und Durchbruchfeldstärke noch bis zu sehr großen Krümmungsradien der Elektroden (bis zu 15 cm bei Zylindern gemessen, bis zu 25 cm bei Kugeln) noch von diesen Krümmungen abhängig sind, denn die räumliche Ausdehnung des kathodischen Gebildes bei normalen Drucken müßte so gering sein, daß schon bei relativ kleinen Krümmungen keine Abhängigkeit von den Krümmungen da sein könnte. Den Übergang von der raumladungsbestimmten Glimmentladung zur raumladungsfreien Townsendentladung haben J. M. Schmierer[15]) und R. Seeliger und J. Schmekel[16]) studiert, indem Glimmlichtröhren bei schwächsten Strömen (bis 10^{-7} A) untersucht wurden. Die Entladung beginnt bei schwächsten Strömen mit einer Lichtschicht an der Anode, die sich mit langsam steigender Spannung gegen die Kathode ausdehnt. Mit weiter steigendem Strom sinkt jetzt die Spannung plötzlich ab und die reguläre Glimmentladung an der Kathode bildet sich aus. Die Stromdichte an der Kathode hat dann den normalen Wert von einigen Zehntel m A/cm². Wir haben also im Gebiet kleinster Ströme ein durchaus anderes Verhalten als bei der üblichen Glimmentladung. Bei normalem Druck ist die Ausbildung der Glimmentladung normalerweise nicht möglich, da die nötigen Stromdichten zur Erzeugung der Raumladung zu groß sind und die Entladung sofort in den Funken oder Lichtbogen umschlägt. Nur bei feinen Spitzen usf. läßt sie sich deshalb bei hohen Drucken beobachten. Man muß also zunächst noch annehmen, daß bei normalen Drucken bei Gleich- und Wechselspannung, die nicht zu rasch gesteigert werden, Gasvorgänge die Hauptrolle spielen. Wie mit abnehmendem Druck die kathodischen Vorgänge anfangen eine Rolle zu spielen, hat W. O. Schumann[17]) nach den Experimenten von F. W. Lee und B. Kurrelmeyer[18]) gezeigt. Nimmt man die Kurve der Anfangsspannung eines Drahtes in einem Zylinder abhängig vom Drucke auf, so zeigt sich, daß die Entladung, bei welcher der Draht positiv ist, also die positiven Ionen vom Drahte in das Gas wandern, den Gesetzen über die zylindrische Entladung bei normalen Drucken, die mit der Annahme eines raumladungsfreien Feldes und der Gasionisierung gewonnen sind[19]), vollständig folgt. Die Entladung hingegen, bei der der Draht negativ ist, die positiven Ionen also auf den Draht zuwandern, tut dies nicht. Die positive Entladung ist stabil und gleichmäßig, die negative äußerst empfindlich hinsichtlich der Oberfläche des Drahtes, flackernd, unstabil. Dies läßt sich nur so verstehen, daß ein Einfluß der positiven Ionen hinzukommt, der durch die Drahtoberfläche bestimmt ist. Nach den Messungen von Lee und Kurrelmeyer stimmen die Townsendschen Vorstellungen der Gasentladung bei der positiven Entladung noch bis zu Feldstärken von 760 kV/cm bei normalem Druck, d. h. bis zu mittleren Weglängengradienten von etwa 7,6 Volt. Andrerseits zeigen die Versuche mit ebenen Funkenstrecken bei normalem Drucke, daß die Gesetzmäßigkeiten, die bei größeren Schlagweiten beobachtet werden, aufhören rein zu gelten bei Schlagweiten von 0,01 cm bei Feldstärken von etwa 100 kV/cm, d. i. bei mittleren Weglängengradienten von etwa 1 Volt. Und zwar ergibt sich die Durchbruchfeldstärke bei diesen kleinen Schlagweiten geringer als nach den Messungen bei großen Schlagweiten zu erwarten wäre. Es tritt eine Erleichterung des Beginnes der Entladung ein. Gegenüber der positiven zylindrischen Entladung, die den Townsendschen Gesetzen bei dieser Feldstärke folgt, ist es sehr naheliegend, bei der ebenen Funkenstrecke den Einfluß der bei der kleinen Schlagweite so naheliegenden metallischen Kathode als Grund dafür anzusehen. Die Art der Mitwirkung der Kathode wird am wahrscheinlichsten durch Bombardement seitens der positiven Ionen zu erklären sein, eventuell unter Mithilfe durch eine positive Raumladung vor der Kathode. Die unmittelbare Auslösung von Elektronen durch hohe elektrische Felder, wie sie nach den Versuchen von Hofmann, Lilienthal, Millikan, Rohmann[20]) auftritt, dürfte wohl nur im Hochvakuum, bzw. bei allerkleinsten Schlagweiten in Frage kommen.

Das Hervortreten des kathodischen Einflusses bei geringen Drucken und bei kleinen Schlagweiten ist verständlich, da in beiden Fällen die Zahl der ionisierbaren Gasmoleküle stark abnimmt und die Entladungen bei viel größeren Weglängengradienten erfolgen als bei hohen Drucken und

[15]) J. M. Schmierer, Zeitschr. f. techn. Phys. **6** (1925), 370.

[16]) R. Seeliger und J. Schmekel, Phys. Zeitschr. **26** (1925), 471.

[17]) W. O. Schumann, Elektrot. Zeitschr. 1926, S. 39.

[18]) F. W. Lee nnd B. Kurrelmeyer, J. A. I. E. E. 1925, S. 18.

[19]) W. O. Schumann, Durchbruchfeldstärke in Gasen S. 86.

[20]) R. Rohmann, Zeitschr. f. Phys. **31** (1925), 311, **34** (1925), 94.



großen Schlagweiten. Das abnorme Verhalten bei äußerst rasch gesteigerten Spannungen mag auch in einem andern Verhalten der Anfangsionisierung begründet sein, denn die Versuche von Braunbek zeigen, wie bei verschieden rascher Spannungssteigerung die Verzögerungseffekte ohne Fremdionisierung ganz verschieden ausfallen. Oder man könnte an elektromagnetische, sehr rasche starke Eigenschwingungen, z. B. der Kugeln der Funkenstrecke denken, die während des Spannungsanstiegs ganz andere Felder ergeben als der von außen aufgeprägten Spannung entspricht, oder die Geschwindigkeit der positiven Wirkungen stark erhöhen. Es ist hier noch weitere experimentelle Forschung zur Klärung des Sachverhalts nötig.

Coronaverluste.

Die Coronaerscheinungen, d. h. die Entladungen an dünnen Drähten, beschäftigen den Hochspannungstechniker schon seit einigen Jahren besonders wegen der damit verbundenen Verluste an den Hochspannungsleitungen. F. W. Peek[21]) hat nach sehr umfangreichen Versuchen eine empirische Formel angegeben, die aber nur roh den Verhältnissen sich anpaßt. In den letzten Jahren ist das Problem vom Standpunkt der Ionenlehre aus mehrfach bearbeitet worden. R. Holm[22]) behandelt das Problem unter der Annahme, daß sich nach Einsetzen der Corona bei wachsender Spannung um den Draht eine Raumladung bildet von der Größe, daß die Feldstärke, die beim Einsatz der Corona vorhanden ist (Anfangsfeldstärke) auch bei höheren Spannungen erhalten bleibt. Diese Raumladung wächst bis zum Maximum der Spannung. Unter Zugrundelegung der üblichen Wanderungsgesetze für die Ionen gelangt er zu einer Formel für den Leistungsverbrauch, die einfach ist, und dem Experiment sehr gut entspricht.

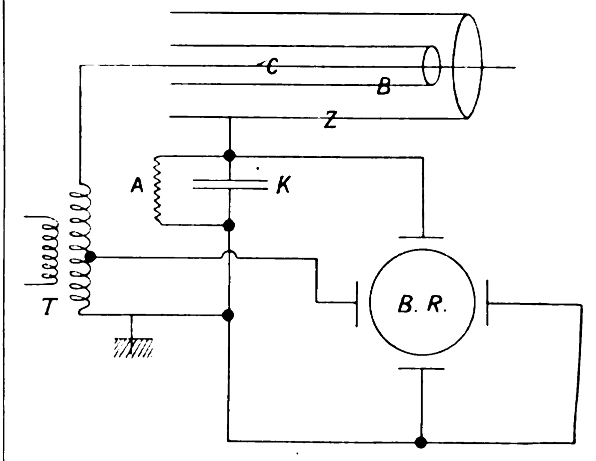
$$N = \frac{1{,}64}{9 \cdot 10^3} f\, U_{\text{eff}} (U_{\text{eff}} - U_0) \left(\frac{1}{\ln \frac{D}{L}} - \frac{1}{\ln \frac{D}{a}} \right) \frac{\text{kW}}{\text{km}}$$

U_{eff} ist die effektive Wechselspannung, U_0 die effektive Zündspannung in kV. D, a sind für die Doppelleitung Drahtabstand und Drahtradius, L ist der mittlere Abstand der Ionenladungen vom Drahte. Es ergibt sich nach den Messungen

$$L^2 = \frac{3\, U_{\text{eff}}\, 10^3}{\sqrt{2} \ln \frac{D}{a}} \tau .$$

τ ist die Zeit, die verfließt von dem Moment, wo die Spannungswelle die Zündspannung $\sqrt{2}\, U_0$ durchläuft, bis zum Spannungsmaximum. Der Verlust ist je Periode frequenzabhängig, da τ bei gegebener Spannung von der Frequenz abhängt. Bei hohen Frequenzen ist τ klein, die Ladungen können nicht so weit in den Raum hinauswandern.

In ähnlicher Weise gehen auch S. Fazel und R. Parsons[23]) vor und H. J. Ryan und H. Henline[24]), die speziell den hysteretischen Charakter der Corona betonen, mit der Braunschen Röhre Schleifen aufnehmen, deren Fläche mit den wattmetrischen Messungen gut übereinstimmt. Sehr eingehend führen solche Messungen Hesselmeyer und Kostko[25]) durch nach dem Schema der Abb. 3. Die Braunsche Röhre BR zeichnet



T Transformator. C Coronadraht. K Kondensator zur Messung der Ladung Q des äußeren Zylinders Z. A Ableitungswiderstand 1 Megohm. BR Braunsche Röhre. B Isolierter Zwischenzylinder.

Abb. 3. Schaltung zur Aufnahme von Coronahysteresisschleifen.

Spannungs-Ladungskurven auf, die planimetriert werden. Um die Verhältnisse einfach zu gestalten, wird um den glimmenden Leiter C noch ein isolierter Zwischenzylinder B gelegt, an den sich die vom Draht fortwandernden Ionen anlegen. Die Zeit, in der die Ionen wandern, wird bei engen Zylindern so gering gegenüber der Zeit, in der sie an diesem Zylinder festliegen, daß man rechnerisch die Apparatur wie eine mit plötzlich sich ändernden, aber sonst zeitlich konstanten Ladungen behandeln kann. Die Ladung des isolierten Zylinders wird wieder so berechnet, daß das Feld zwischen ihm und dem Draht, das

[21]) F. W. Peek, Dielectric Phenomena S. 137 u. 203.

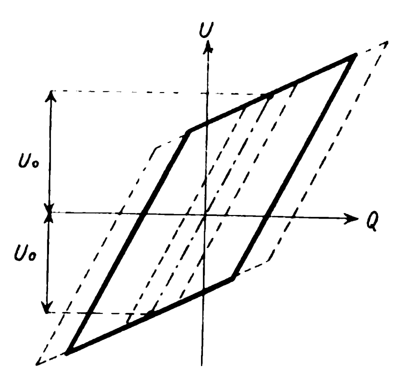
[22]) R. Holm, Wiss. Veröff. a. d. Siemenskonzern IV. Bd., 1. Heft, S. 14.

[23]) S. Fazel und R. Parsons, Phys. Rev. (2) **23** (1924), 598.

[24]) H. J. Ryan und H. Henline, J. A. I. E. E. **43** (1924), 825.

[25]) C. T. Hesselmeyer und J. K. Kostko, J. A. I. E. E. (1925), 1068.

bei der Einsatzspannung vorhandene bleibt, auch wenn die Gesamtspannung wächst. Nach Durchschreiten des Maximums der aufgeprägten Spannungswelle bleibt die Ladung des isolierenden Zylinders konstant, d. h. der Coronastrom hört auf, solange bis das Feld zwischen ihm und dem Drahte durch den Einfluß der aufgeprägten Spannung die Zündung in der entgegengesetzten Richtung bewirkt. Es ergeben sich mit diesen Annahmen rhombische Hystereseschleifen entsprechend Abb. 4 von verschiedener Größe, je



Q Ladung des äußeren Zylinders. U Aufgeprägte Spannung. U_0 Anfängliche Zündspannung der Corona.

Abb. 4. Coronahysteresisschleife bei sehr geringer Wanderungszeit der Ionen.

nach der aufgedrückten Spannung, die durch das Experiment bestätigt werden.

Die Fläche der Hystereseschleife, der Verlust je Periode, ergibt sich zu

$$4\,U_0\,(U_m - U_0)(C' - C)$$

U_m ist die maximale aufgeprägte Spannung.
U_0 ist die anfängliche Zündspannung (ohne Raumladung).
C' ist die Kapazität des isolierten Zylinders (der Ionenladung) gegen den äußeren Zylinder.
C ist die Kapazität des Drahtes gegen den äußeren Zylinder.

Der Frequenzeinfluß je Periode steckt in C', da bei hohen Frequenzen die Ionen nicht so weit vom Draht fort können wie bei geringen, der Verlust je Periode also geringer wird. Nach der obigen Formel muß der Verlust mit steigendem Radius des isolierten Zylinders zunehmen (C' wächst, die Ionen wandern weiter in den Raum und erzeugen mehr Reibungswärme). Je enger der isolierte Zylinder ist, desto geringer muß die Frequenzabhängigkeit je Periode sein, da auch bei niederen Frequenzen die Ionen nur sehr geringe Reibungswege zurücklegen können. Das Experiment bestätigt das auch, wie Abb. 5 zeigt.

Schließlich hat Eugene D'Hooghe[26]) den Charakter der Corona bei höheren Frequenzen untersucht und findet, daß bei 5000 Per/sec der raumladungsbestimmte Typ der Corona verschwindet. Infolge starker Erwärmung, Restionisierung und Büschelbildung befinden sich Ionen beiderlei Vor-

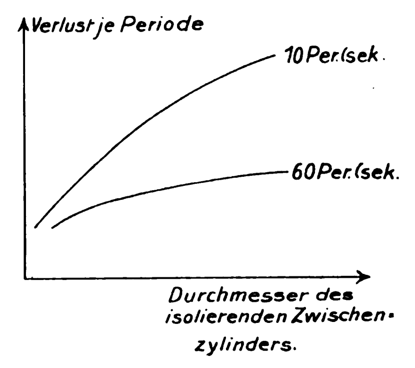


Abb. 5. Coronaverlust abhängig von dem Wanderungsweg der Ionen.

zeichen in der Umgebung des Drahtes und der Vorgang bekommt den Charakter der normalen Leitung.

Zusammenfassung.

Der Verzögerungseffekt ist als ein statistisches Phänomen molekularer Unordnung zu deuten. Die Kathode hat auch auf das Zustandekommen einer elektrischen Entladung einen wesentlichen Einfluß, besonders bei geringen Drucken, der durch äußere Ionisierung allerdings sehr verringert werden kann. Der Leistungsverlust der Corona läßt sich auf Grund der üblichen Vorstellungen über die Ionenbewegungen befriedigend beschreiben.

[26]) E. D'Hooghe, Stanford Univ. Thesis 1922.

Die Reinigung der Gase durch Stoßionisation.

Von Walther Deutsch, Frankfurt a. Main.

Inhalt: Geschichtliche Entwicklung. Theoretische und experimentelle Arbeiten. Theorie der Ionenadsorption und Messung der Sättigungsladung von Rauchteilchen bei Stoßionisation. Beschreibung bestehender Betriebsanlagen in verschiedenen Industrien.

Durch sinnreiche Betrachtung der Naturvorgänge, insbesondere beim Gewitter, ist der Leipziger Mathematiker Hohlfeld vor etwa 100 Jahren zu einem Versuch angeregt worden, der den Kern für eine spätere bedeutende soziale und industrielle Anwendung in sich barg. Er wies nach, daß das Innere einer mit Rauch gefüllten Flasche plötzlich klar und durchsichtig wurde, sobald er eine in die Flasche ragende Spitze mit dem Pol seiner Influenzmaschine verband.

Man nahm damals an, daß das elektrische Feld eine zusammenballende Wirkung auf die Staub-



teilchen ausübe, und daß diese, genügend angewachsen, durch ihre eigene Schwere zu Boden sinken. Einige Apparate mit vermehrter Spitzenzahl entstanden, und man trug sich auch bald darnach mit der Idee diese gasreinigende Wirkung für die Industrie praktisch auszunutzen.

Man hatte nämlich längst eingesehen, daß das Emporblühen der chemischen Industrie eine Gefahrenquelle für das soziale Wohl der in solchen Bezirken wohnenden Bevölkerung in sich barg, und schon im Mittelalter haben die Behörden der Rauchplage durch Vorschriften entgegengearbeitet. Zumal die Hüttengase der Erzschmelzen trugen die in fein verteilter disperser Form enthaltenen schädlichen, zum Teil auch giftigen Stoffe weit ins Land. Auch ätzende Nebel entwichen, was z. B. damals der Einführung des Leblancschen Sodaprozesses sehr hinderlich war. Von Jahr zu Jahr wuchsen die Abgaben für Flurschäden.

Freilich kannte man Gegenmittel: man reinigte die Gase mechanisch, ließ die in ihnen enthaltenen Schwebekörper in kilometerlangen Kanälen absinken, fällte sie durch Wasserberieselung, schleuderte sie durch Zentrifugen aus oder preßte sie durch Filtersäcke. Aber das erforderte erheblichen Kraftaufwand, schadete der Ökonomie des betreffenden Verfahrens und war für feine Suspensionen vollends unwirksam.

Trotz den mehr oder weniger unzureichenden Mitteln — man arbeitete damals mit Influenzmaschinen von $1^1/_2$ m Plattendurchmesser — und trotz den mangelnden Kenntnissen des dem Hohlfeldschen Versuche zugrunde liegenden Vorganges suchten 1885 Oliver Lodge, Hutching und Walker die elektrische Reinigung betriebsmäßig durchzubilden, denn sie schien einen verschwindenden Energieaufwand zu benötigen, und das elektrische Filter bot dem Gasstrom nicht den geringsten Widerstand. Selbst die Entnebelung Londons spielte in manchen Köpfen.

Aber erst die moderne Hochspannungstechnik ermöglichte die Einführung des Verfahrens in großem Maßstab: Der Amerikaner Cottrell und der Deutsche Möller haben den Grund dazu gelegt. Der Gleichstrom der Influenzmaschine wurde durch den pulsierenden Gleichstrom einer aus Hochspannungstransformator und rotierendem Gleichrichter bestehenden Apparatur ersetzt, die zu reinigenden Gase durchströmten ein geerdetes Rohr, und die Gegenelektrode war nicht mehr ein System von Spitzen, sondern einfach ein dünner, axial gespannter Draht.

Man erkannte, daß der Haupteffekt nicht in einer Zusammenballung bestand, sondern daß sich die im Gase suspendierten Teilchen an der Rohrinnenfläche ansammelten, wo sie eine festhaftende Schicht bilden, die nach Erreichen einer gewissen Dicke entweder von selbst abfällt oder durch Klopfen entfernt werden kann. Diese Schicht fällt in einen Bunker und wird von hier in Transportwagen oder Schnecken abgeführt.

Bis auf den heutigen Tag ist diese Art der Apparatur beibehalten worden, wenn man auch nicht immer Rohre verwendet („Röhrenapparat"), sondern z. B. auch in den Gasstrom gestellte Platten, zwischen denen die Aussprühorgane angebracht sind („Plattenapparat").

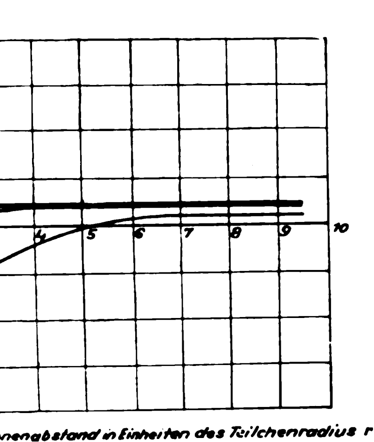
Nun setzte große experimentelle Arbeit ein. Betriebsversuche mit Probeapparaten lieferten erste Bemessungsgrundlagen. Störungen unbekannter Art traten auf: hauptsächlich plötzliche Überschläge, die zunächst dem Gase selbst zugeschrieben wurden. Ein eigentümlicher technischer Spürsinn deckte damals im Einspritzen von Wasser ein Gegenmittel auf, dessen Wirkungsweise aber erst später erkannt wurde. Auch über die eventuelle Möglichkeit, mit Hilfe des Verfahrens eine Trennung der Schwebekörper, etwa nach ihrer Größe, ihrer Dichte oder ihrer Natur vorzunehmen, war man sich damals noch nicht ganz klar. Ebenso konnte die Stromart, z. B. konstanter oder pulsierender Strom eine Rolle spielen.

Die Theorie der selbständigen Entladung in einem Zylinderkondensator war von J. J. Thomson, Townsend, Watson und vielen anderen soweit ausgearbeitet worden, daß selbst bei einer Spannung, die weit oberhalb der Anfangsspannung liegt, Übereinstimmung mit dem Experiment sich ergab. Das elektrische Feld, die Raumladung und auch die Zahl der Ionenstöße auf ein Teilchen von bestimmtem Radius waren also bekannt, und so konnte ich 1922 den Versuch wagen, die Ionenadsorption eines kugelförmigen Teilchens bei Stoßionisation im Zylinderkondensator zu berechnen.[1]) Wesentlich war dabei die Annahme, daß nicht nur mittlere Gasgeschwindigkeiten der Ionen vorkommen, sondern gemäß dem Maxwellschen Verteilungsgesetz auch höhere. Die Coulombsche Abstoßung des sich sukzessive aufladenden Teilchens begrenzt dessen Ladung. Auch die Influenzanziehung mußte dabei berücksichtigt werden. Es ergab sich das merkwürdige Resultat, daß die Wanderungsgeschwindigkeiten von Teilchen, die sich um Zehnerpotenzen voneinander unterscheiden (10^{-3} bis 10^{-6} cm), nur zwischen 0,69 und 0,35 cm/sec im Felde 1 cgs variieren.[2]) Die Theorie erlaubte es auch, den Reinigungsgrad aus den Abmessungen, der Geschwindigkeit und der Länge des Apparates zu bestimmen, und die Größenordnung der erwähnten Wanderungsgeschwindigkeiten, sowie auch der Charakter der Reinigungskurve stimmte mit den Erfahrungen überein. Für die Vorausberech-

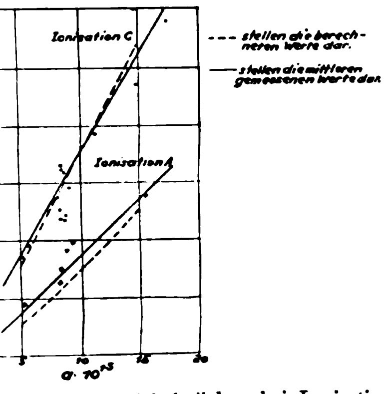
[1]) Walther Deutsch, Ann. d. Phys. IV, **68** (1922), 335.

[2]) Walther Deutsch, Zeitschr. f. techn. Phys. **6** (1925), 423.

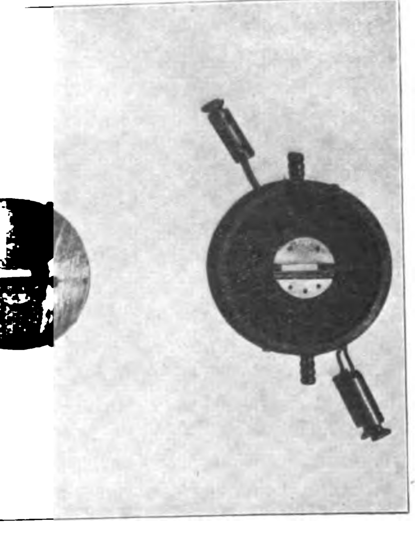




...rische Gesamtkraft auf ein Ion im Röhrenapparat.



...sladung von Nebelteilchen bei Ionisation ... Nach P. Arendt und H. Kallmann.



...mer zur Erzeugung der Stoßionisation und ...skopischen Beobachtung der Trägerladung. ...n Kammerhälfte ist der das Wollastondrähtchen ... Ring sichtbar. Durch Zusammenstecken ...eile bildet sich die das Drähtchen umschließende Bohrung.

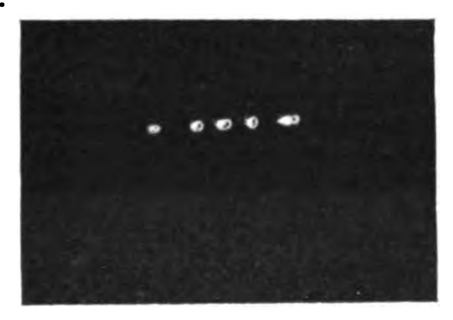


Abb. 4. Sprühpunkte an einem Platindraht von 6 μ Durchmesser bei etwa 800 Volt Wechselstrom (1 mm Radius des umgebenden Zylinders).

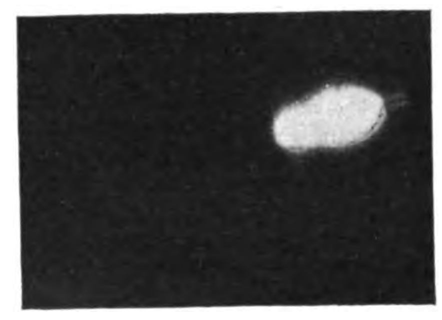


Abb. 5. Sprühpunkt an einem Platindraht (6 μ) Vergrößerung etwa 200 fach.

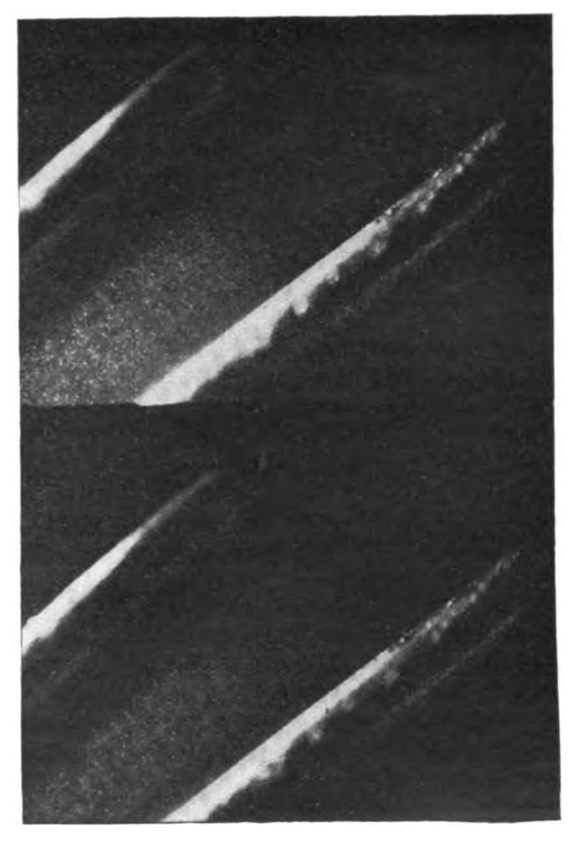


Abb. 6. Zigarrettenrauchteilchen zwischen Drahtelektroden im Dunkelfeld. Vergrößerung etwa 50 fach.

Abb. 8. Schlot einer Braunkohlen-Brikettfabrik; bei ausgeschalteter elektrischer Entstaubung.

Abb. 9.

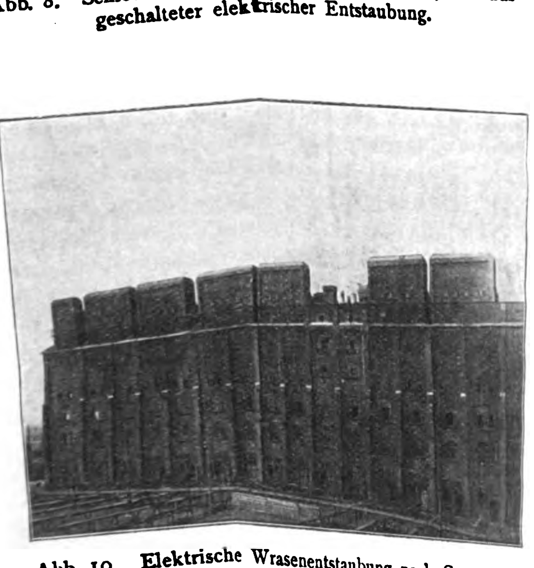


Abb. 10. Elektrische Wrasenentstaubung nach Cottrell-Möller (Strom eingeschaltet).

Abb. 11. I
Klop

mann[6]) erwähnen, die inzwischen im Kaiser Wilhelm-Institut für physikalische Chemie ausgeführt wurde. Es wurde dort Größe und Ladung

von Nebe
nach der
wobei Ion
Es zeigte
der Ladun
Sättigung

---

[6]) P. Arendt und H. Kallmann, Zeitschr. f. Phys. **35**, Heft 6 (1926), 421.



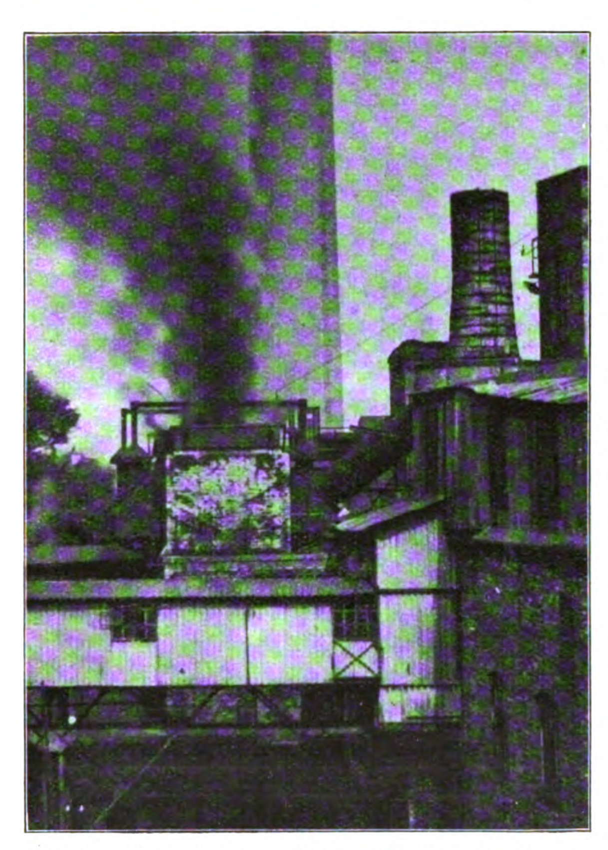


Abb. 8. Schlot einer Braunkohlen-Brikettfabrik; bei ausgeschalteter elektrischer Entstaubung.

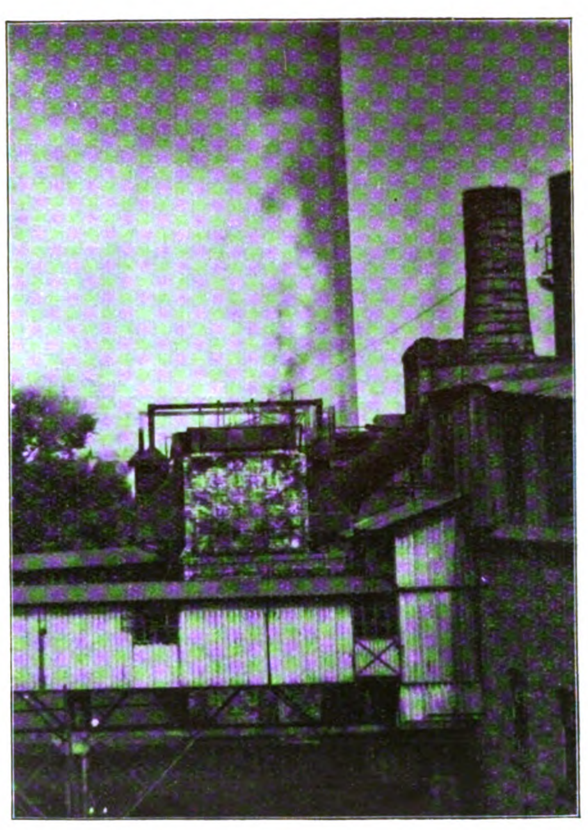


Abb. 9. Schlot einer Braunkohlen-Brikettfabrik; bei eingeschalteter elektrischer Entstaubung.

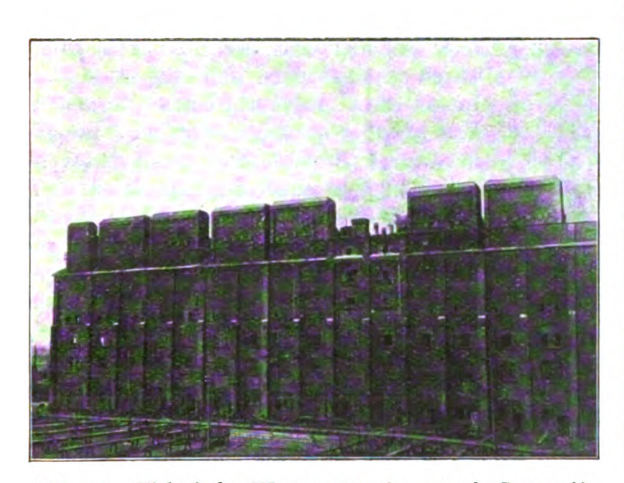


Abb. 10. Elektrische Wrasenentstaubung nach Cottrell-Möller (Strom eingeschaltet).

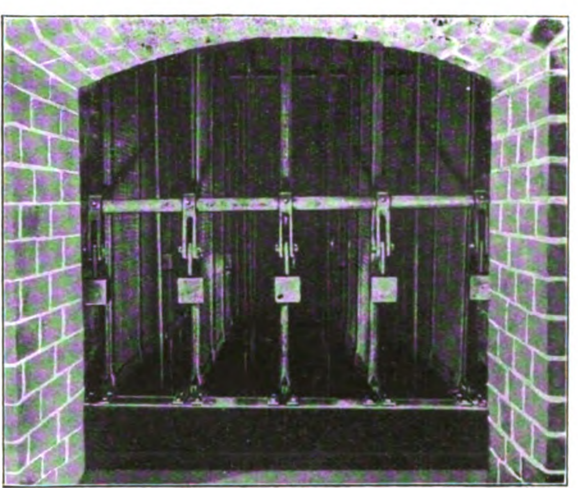
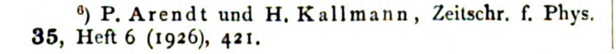


Abb. 11. Elektrische Gasreinigung nach Cottrell-Möller. Klopfvorrichtung der Niederschlags-Elektroden.

mann[6]) erwähnen, die inzwischen im Kaiser Wilhelm-Institut für physikalische Chemie ausgeführt wurde. Es wurde dort Größe und Ladung von Nebeltröpfchen im Felde eines Kondensators nach der Ehrenhaftschen Methode gemessen, wobei Ionen durch Alphastrahlen erzeugt wurden. Es zeigte sich ein anfänglich rasches Ansteigen der Ladung, dem eine immer langsamer werdende Sättigung folgte. Diese Grenzladungen nahmen



[6]) P. Arendt und H. Kallmann, Zeitschr. f. Phys. **35**, Heft 6 (1926), 421.

nahezu linear mit dem Teilchenradius zu und hatten sich nur verdoppelt, wenn die Ionendichte verhundertfacht wurde. Es waren dann 67 000 Ionen im cm^3 vorhanden (Abb. 2).

Die Einrichtung, mit der ich im vorigen Jahre ebenfalls mit der ultramikroskopischen Methode die Sättigungsladung von Zigaretten-Rauchteilchen bestimmte, ist in Anlehnung an den Regenerschen Kondensater konstruiert (Abb. 3).

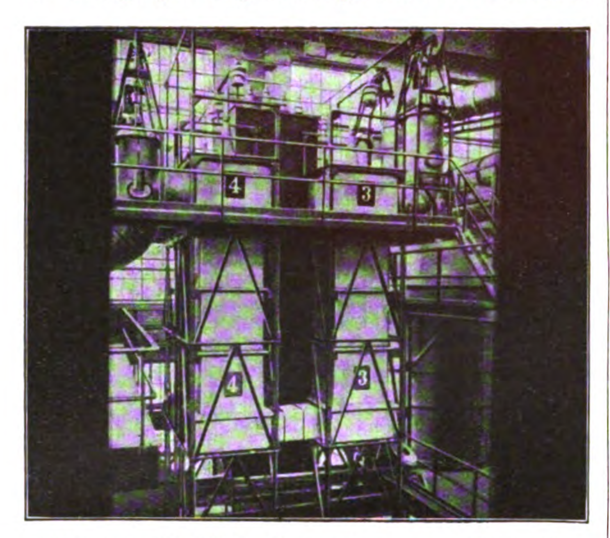


Abb. 12. Elektrische Entarsenierung nach Cottrell-Möller.

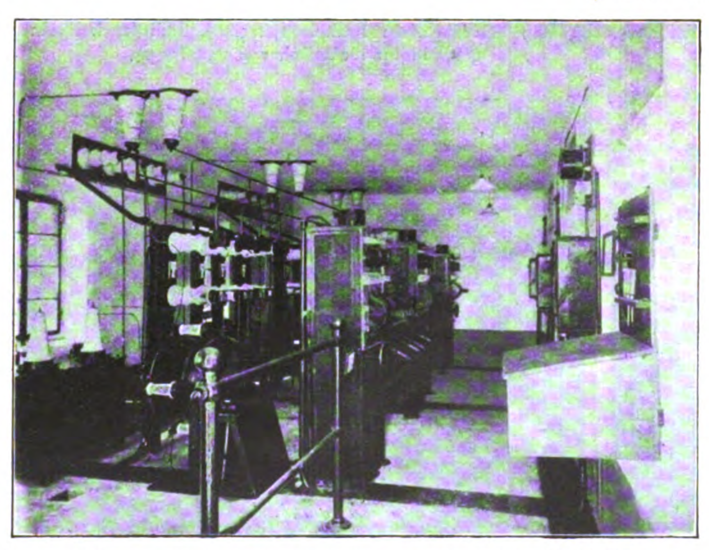


Abb. 13. Elektrische Gasreinigung nach Cottrell-Möller. Hochspannungsraum.

Es ist dabei außer dem Plattenkondensator auch noch ein winziger elektrischer Gasreinigungsapparat mit eingebaut, bestehend aus einem 6 μ dicken und 1 cm langen isolierten Wollastondrähtchen, das zentrisch in ein Röhrchen von 1 mm Radius eingesetzt werden kann. Das Röhrchen kommuniziert durch einen Schlitz von $^1/_{10}$ mm Breite mit dem homogenen Beobachtungsfeld des Kondensators. Vorversuche hatten ergeben, daß die Anfangsspannung auch für solch minutiöse Dimensionen nach der Townsendschen Theorie berechnet werden kann. Die Anfangsspannung liegt hier bei etwa 800 Volt. Man sieht dann im Dunkeln in der Mitte einen leuchtenden Punkt, bei höherer Spannung entstehen deren zwei in gleichen Abständen, bei noch höherer drei, wieder in symmetrischer Anordnung usw. Bei Wechselstrom summieren sich die Lichteindrücke und man sieht hellere und dunklere Pünktchen (Abb. 4). Da die Spannung sehr niedrig ist, kann man mit dem Mikroskop nahe heran. Eine etwa 200 fache Vergrößerung eines solchen Lichtpunktes zeigt Abb. 5.

Der Vorgang war nun so: Der über ein Trocknungsmittel geleitete Rauch wurde in einer etwa 30 cm langen Doppelröhre einem starken elektrischen Feld ausgesetzt und alle geladenen Teilchen ausgesiebt. Die ungeladenen gelangten in den Kondensatorraum. (In Abb. 6 ist der Ausschnitt eines Filmes wiedergegeben, der sich auf eine andere Elektrodenanordnung bezieht.) Mit einem Taster konnte man nunmehr einen vorher geladenen Kondensator bestimmter Größe über einen vorgegebenen hochohmigen Widerstand mit dem Wollastondrähtchen in Verbindung bringen.

Dadurch war es möglich eine Stoßionisation von bestimmbarer, sehr kurzer Dauer (etwa $^1/_{100}$ Sek.) zu erzeugen. Die Dimensionen und die Spannung waren so gewählt, daß sie etwa die Ionendichte $10^8/cm^3$ eines normalen Gasreinigungsapparates ergaben. Einige der durch Stoßionisation aufgeladenen Rauchteilchen schossen dann durch den Schlitz in den Beobachtungskondensator; man sah eine Wolke, die sich deutlich durch Abstoßung verbreiterte. Geringe Bruchteile eines Volt genügten dann, um den Tröpfchen große Geschwindigkeiten zu erteilen. — Es wurden nur die schnellsten unter ihnen beobachtet. — Auf diese Weise ergab sich das Bild (Abb. 7, S. 626), aus dem hervorgeht, daß sich die Ladungen einer Grenzkurve nähern, die allem Anschein nach geradlinig ist. Die Teilchen würden sich also auch hier unabhängig von ihrem Radius zu einem Grenzpotential, das etwa in der Größenordnung von 2 Volt liegt, aufladen. Nach Versuchen von Hevesy[7]) gilt ein ähnliches Gesetz auch für kolloide

[7]) G. v. Hevesy, Jahrb. d. Radioakt. **11** (1914), 419 und **13** (1916), 271.

Teilchen in Flüssigkeiten; das Grenzpotential beträgt dort etwa 6 Volt. Auch für ultramikroskopische Partikel, die ultraviolett bestrahlt wurden, hat Yü Chen Yang[8]) dasselbe Gesetz gefunden.

Die so aufgeladenen Teilchen wandern nun mit einer Geschwindigkeit, die man für die praktisch in Betracht kommende Teilchengröße nach der Stokesschen Formel berechnen kann, und es folgt aus dem eben Gesagten, daß die Wanderungsgeschwindigkeit für große und kleine Teilchen praktisch dieselbe sein muß; das zeigt sich nun tatsächlich auch in den elektrischen Gasreinigungsapparaten.

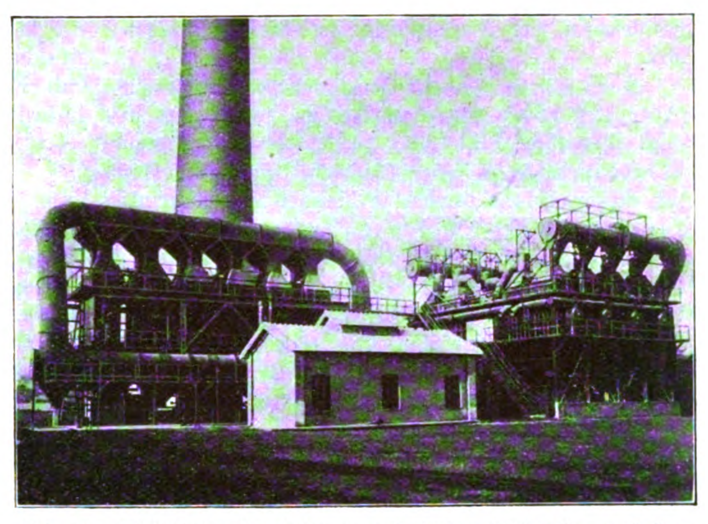


Abb. 14. Elektrische Gasreinigung nach Cottrell-Möller auf einer Metallhütte in Spanien.

Eine große Zahl weiterer interessanter Fragen, insbesondere die des Haftungsvermögens der Teilchen an der Sammelelektrode, muß ich heute unberücksichtigt lassen, ich möchte dagegen zur Illustrierung der industriellen Bedeutung, die das elektrische Gasreinigungsverfahren heute erlangt hat, einige Bilder von Betriebsanlagen der Lurgi Apparatebau-Gesellschaft m. b. H. Frankfurt a. M. projizieren.

Das erste Bild (Abb. 8) gibt einigermaßen einen Begriff von der Menge der schwarzen, nassen Rauchschwaden, der sogenannten Brüden, die nur ein Schlot einer Braunkohlenbrikettfabrik in die Umgebung wirft. Nach Einschalten der elektrischen Gasreinigung, die im oberen Teil des Schlotes eingebaut ist, verläßt nur harmloser Wasserdampf die Fabrik (Abb. 9). Der zurückgehaltene Braunkohlenstaub aber bleibt für die Briketterzeugung erhalten. Ein großes in dieser Weise entstaubtes Brikettwerk der Niederlausitz zeigt das folgende Bild (Abb. 10). Die eben vorgeführten Apparate gehören dem sogenannten Plattentyp an; ein Blick ins Innere (Abb. 11) läßt engmaschige Siebe als Sammelelektroden und die dazwischen hängenden Sprühdrähte erkennen. Automatisch betätigte Hämmer klopfen den Staub ab. Solche Plattenapparate kommen insbesondere zur Abscheidung des Staubes aus Röstgasen in der Schwefelsäure- und Zellulosefabrikation in Betracht, ferner für die Zementindustrie. Eine besondere Bauart erhalten sie für die Abscheidung von Säurenebeln; das folgende Bild (Abb. 12) zeigt z. B. einen innen ganz aus Blei gebauten Apparat zur Abscheidung des für das Schwefelsäurekontaktverfahren schädlichen Arsentrioxyds, und diese Abscheidung ist eine so vollkommene, man kann sagen 100%ige, daß sich weder durch die Marshsche noch durch die Lichtprobe das Vor-

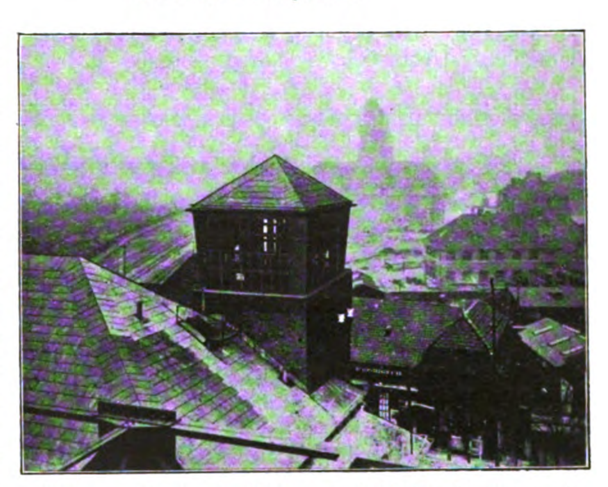


Abb. 15. Elektrische Kohlenstaub-Niederschlagung nach Cottrell-Möller in einem Elektrizitätswerk.

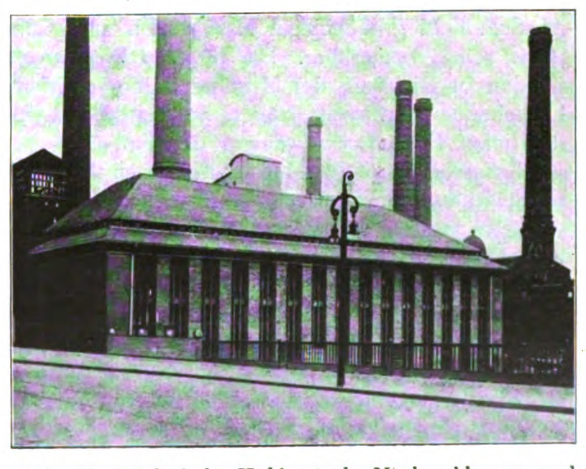


Abb. 16. Elektrische Kohlenstaub-Niederschlagung nach Cottrell-Möller in einem Elektrizitätswerk. Ansicht des Werkes.

[8]) Yü Chen Yang, Ann. d. Phys. (IV) **76** (1925), 333.

handensein von Arsenspuren im Gas nachweisen ließ.

Nach einem Blick in den Hochspannungsraum (Abb. 13) einer größeren Anlage sehen Sie in dem folgenden Bild (Abb. 14) einen der größten Röhrenapparate in einer Bleihütte Spaniens. Der bei dieser Anlage täglich in Mengen von mehr als 12000 kg aus den Abgasen von Treib- und Schachtöfen elektrisch niedergeschlagene Staub ist wertvoll; denn er enthält etwa 90 % Blei. Gerade für Metallhütten hat sich die elektrische Abscheidung als das beste Mittel erwiesen, um zu höchsten Reinigungseffekten bis zu 99,5 % und darüber zu gelangen. Ferner hat man auf elektrischem Wege auch Destillationsgase entteert.

Auch ins Weichbild der Großstadt ist die elektrische Gasreinigung bereits eingedrungen (Abb. 15). Ein Berliner Elektrizitätswerk z. B. filtriert die Abluft seiner Kohlenstaubmühle auf elektrischem Wege und verhindert dadurch jede Belästigung oder Verunreinigung der näheren Umgebung (Abb. 16).

Alles in allem werden zur Zeit im In- und Auslande weit über 1000 elektrische Gasreinigungs- und Entstaubungsanlagen in den verschiedensten Industrien im Betriebe sein.

Zusammenfassung.

Der vor etwa 100 Jahren entdeckte Effekt wird heute in den verschiedensten Industrien mit Vorteil ausgenutzt und beruht auf der Wanderung von Schwebeteilchen im elektrischen Feld, die bis zur Sättigung geladen sind; diese Ladung nehmen sie an, wenn das Gas, in dem sie schweben, durch selbständige Entladung ionisiert ist.

Es wird eine Versuchseinrichtung beschrieben, mit der es möglich war, die Sättigung der einzelnen Teilchen bei Stoßionisation im Ultramikroskop zu messen, wobei sich zeigte, daß das Grenzpotential, zu dem sich die Teilchen aufluden, annähernd konstant war.

Einige Betriebsbilder illustrieren die industrielle Bedeutung des Verfahrens.

VII. Mechanik.

Über die Richtwirkung von Kolbenmembranen.

Von H. Backhaus und F. Trendelenburg.

(Mitteilung aus dem Forschungslaboratorium, Siemensstadt.)

Inhalt: Es werden Berechnungen über das Schallfeld von Kolbenmembranen und Messungen über die Richtwirkung derartiger Schallstrahler mitgeteilt.

Regt man eine in sich starre Membran zu Schwingungen an, so erhält man für Frequenzen, deren Wellenlänge klein gegen die Ausdehnung der Membran ist, eine Richtwirkung der abgestrahlten Leistung. Dieser Effekt macht sich z. B. im Schallfeld großflächiger Membranen auch subjektiv schon bemerkbar. Die höheren Frequenzen werden in Richtung der Mittelnormalen zur Membranebene zusammengedrängt, während dies für die tiefen Frequenzen weniger der Fall ist.

Es sollen im folgenden Mitteilungen über die Richtwirkung von Kolbenmembranen gemacht werden, wir werden einige theoretische Gesichtspunkte und einige Messungen im Schallfeld großflächiger Membranen besprechen.

Als Schallquelle für unsere Untersuchungen diente der Blatthaller, wie ihn H. Riegger[1]) geschaffen hat. Die prinzipielle Wirkungsweise und die konstruktive Anordnung dieses Schallsenders darf als bekannt vorausgesetzt werden. Es sei hier nur noch kurz daran erinnert, daß H. Riegger den Blatthaller auch theoretisch behandelt hat: er untersuchte die Eigenschaften des Blatthallers hinsichtlich der für jede Frequenz abgestrahlten Gesamtleistung — eine Untersuchung, welche die Grundlagen zur Beurteilung des elektrisch-akustischen Nutzeffektes bildet. Über die räumliche Verteilung der Schallstrahlung sagen seine Untersuchungen jedoch noch nichts näheres aus.

1. Theoretische Betrachtungen über das Schallfeld von Kolbenmembranen.

Wenn ein materielles ebenes Flächenstück in seiner ganzen Ausdehnung in Richtung der Flächennormalen schwingt, so kann man über die Konfiguration des so erzeugten Schallfeldes in den beiden Grenzfällen Aussagen machen, wenn die Flächenausdehnung klein gegen die Wellenlänge und wenn sie groß gegen die Wellenlänge ist. Im ersten Falle kann man die abgestrahlte Welle mit genügender Annäherung als Kugelwelle auffassen; im zweiten Falle nähert sich die Wellenform vor der Membran der einer ebenen Welle. In den dazwischen liegenden Bereichen, die aber gerade für technisch-akustische Fragen von Wichtigkeit sind, findet ein Übergang dieser beiden Formen ineinander statt; es ergeben sich daher Schallfelder von sehr komplizierter Konfiguration.

Die allgemeine Lösung dieses Problems ist von Lord Rayleigh[2]) gegeben worden. Er findet,

[1]) H. Riegger, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Konzern III/2 (1924), 67.

[2]) Lord Rayleigh, Theorie des Schalles. Übersetzt von F. Neesen, Braunschweig 1880, I, § 278, 302.



daß sich das Geschwindigkeitspotential φ im Schallfelde einer Kolbenmembran, die in einer unendlich ausgedehnten starren Wand schwingt, darstellen läßt durch:

$$\varphi = -\frac{1}{2\pi}\iint \frac{\partial \varphi}{\partial n}\frac{e^{-ikr}}{r}\,dS.$$

Hierin bedeuten: dS das Flächenelement der Membran; die Integration ist zu erstrecken über diese Fläche; r ist die Entfernung des Aufpunktes von dem betreffenden Flächenelement; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, wo λ die Wellenlänge in Zentimeter ist; n ist die Richtung der Flächennormalen, $\partial\varphi/\partial n$ also die Normalgeschwindigkeit. Da die Membran als starr angenommen wird, ist $\partial\varphi/\partial n$ auf der Membranfläche konstant, kann also vor das Integral gezogen werden:

$$\varphi = -\frac{1}{2\pi}\frac{\partial \varphi}{\partial n}\iint \frac{e^{-ikr}}{r}\,dS$$

$\partial\varphi/\partial n$ ist in der komplexen Form: $v\,e^{-i\omega t}$ anzusetzen. Von φ ist dann der reelle Teil auszusondern.

Zur Auflösung des Integrals sind nähere Annahmen über die Form der Membranfläche zu machen. Aber schon für den einfachen Fall einer kreisförmigen Membran macht die Ausführung der Integration für einen beliebigen Aufpunkt beträchtliche Schwierigkeiten. Ist der Membrandurchmesser kleiner als der senkrechte Abstand des Aufpunktes von der Membranebene, so läßt sich das Integral als konvergente Reihe nach Besselschen Funktionen entwickeln. Die Ausführung dieser Rechnung, die aber noch aussteht, verspricht interessante Aufschlüsse über die Konfiguration eines weiten Teiles des Schallfeldes. In einem Falle läßt sich aber die Integration elementar ausführen, dann nämlich, wenn der Aufpunkt auf der Mittelnormalen der Kreismembran liegt.

Es sei z_0 der Abstand des Aufpunktes von der Membranfläche, ϱ und ϑ seien Polarkoordinaten auf der Membranfläche mit dem Mittelpunkt als Anfangspunkt, R der Radius der Membran. Dann ist:

$$dS = \varrho\, d\varrho\, d\vartheta, \quad r = \sqrt{z_0^2 + \varrho^2},$$

$$\text{also: } dr = \frac{\varrho\, d\varrho}{r}.$$

Das Integral wird einfach:

$$\varphi = -\frac{1}{2\pi}\frac{\partial \varphi}{\partial n}\int_0^{2\pi}\int_{z_0}^{\sqrt{z_0^2+R^2}} e^{-ikr}\,dr\,d\vartheta$$

$$= -\frac{i}{k}\frac{\partial \varphi}{\partial n}\left(e^{-ik\sqrt{z_0^2+R^2}} - e^{-ikz_0}\right).$$

Setzt man:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = v\,e^{-i\omega t}$$

und sondert den reellen Teil aus, so folgt:

$$\left.\begin{aligned}\varphi = -\frac{2v}{k}\sin\frac{k}{2}\left(\sqrt{z_0^2+R^2} - z_0\right)\\ \cdot\cos\left[\omega t + \frac{k}{2}\left(\sqrt{z_0^2+R^2} + z_0\right)\right].\end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Die Druckänderung ergibt sich hieraus dann bekanntlich nach der Formel: $\delta p = -\varrho_0\frac{\partial\varphi}{\partial t}$, wo ϱ_0 die Luftdichte ist. Die Druckamplituden sind also proportional zu φ. Die Geschwindigkeit in der z-Richtung ist: $\partial\varphi/\partial z$; sie ist nicht proportional zur Druckamplitude.

Die ganze Erscheinung stellt sich hiernach dar als eine fortschreitende Welle, deren Amplituden A vom Ort abhängig sind nach dem Gesetz:

$$A = -\frac{2v}{k}\sin\frac{k}{2}\left(\sqrt{z_0^2+R^2} - z_0\right),$$

d. h. die Amplituden ändern sich räumlich zwischen 0 und $\frac{2v}{k} = \frac{v\cdot\lambda}{\pi}$. An den Stellen, wo $\frac{k}{2}\left(\sqrt{z_0^2+R^2} - z_0\right) = n\pi$ ist, worin n eine beliebige ganze Zahl bedeutet, findet vollständige Auslöschung statt.

Daraus folgt:

$$z_0 = \frac{R^2k^2 - 4n^2\pi^2}{4n\pi k} = \frac{\frac{R^2}{\lambda^2} - n^2}{\frac{2n}{\lambda}}.$$

Solche Punkte vollständiger Auslöschung können also nur in endlicher Anzahl vorhanden sein, nämlich nur, solange $4n^2\pi^2 < R^2k^2$, d. h. $n < \frac{R}{\lambda}$ ist. Die Bedingungen für das Entstehen solcher Interferenzen sind also um so günstiger, je größer das Verhältnis des Membranradius zur Wellenlänge ist.

Die dieser Rechnung zugrunde liegenden Voraussetzungen sind für die uns zur Verfügung stehenden rechteckigen Blatthallermembranen, insbesondere wegen ihrer Abweichung von der Kreisform, nur mit gewisser Annäherung erfüllt. Es ist demnach auch nicht zu erwarten, daß die hiermit ausgeführten Messungen quantitativ die Rechnung bestätigen. Wichtig ist jedoch die Feststellung von Interferenzminima auf der Mittelnormale überhaupt. Ihr Vorhandensein wird durch die später zu zeigenden Meßresultate bestätigt. Für die subjektiv empfundenen Strahlungseigenschaften eines Lautsprechers kommen solche Interferenzeffekte, zu-

mal sie meist nur in größerer Nähe der Membran auftreten, weniger in Frage. Wichtig aber ist die Erkenntnis, daß in dem Schallfeld vor einer solchen Großflächenmembran Druck und Geschwindigkeit nicht in einfacher Weise miteinander zusammenhängen, wie sich aus Gleichung (1) ergibt. Bei Ausmessungen von Schallfeldern muß hierauf Rücksicht genommen werden, je nach der Art des benutzten Empfängers.

Die Erscheinungen, die in großen Entfernungen vor der Kolbenmembran auftreten, müssen analog sein, wie in der Optik die Frauenhoferschen Beugungserscheinungen. Hierauf wird bei der Diskussion der experimentellen Resultate noch zurückgekommen werden.

2. Die Messungen im Schallfeld.

Als Meßanordnung für die Schallfeldmessungen wurde folgende Methode verwendet: Ein Hochfrequenzkondensatormikrophon nach H. Riegger diente als Schallempfänger. Die vom Schall unter Zuhilfenahme dieses Empfängers gesteuerten elektrischen Ströme wurden in einer verzerrungsfreien Verstärkeranordnung verstärkt. Der Anodenstrom des letzten Rohres wurde unmittelbar durch eine hoch abgestimmte Oszillographenschleife geleitet, der Ausschlag der Schleife ist ein Maß für die Druckamplitude vor dem Mikrophon. Das Kondensatormikrophon wurde vor Durchführung der Versuche in folgender Methode geeicht: Im Schallfeld eines Blatthallers (Abb. 1) hängt eine Rayleighsche Scheibe und das zu eichende Mikrophon. Der mittels Lichtzeiger und Skala beobachtete Ausschlag ergibt die Schallintensität, aus der sich die Amplitude der Druckschwankung berechnet, so daß man die Empfindlichkeit des Kondensatormikrophons auf diese Weise messen kann. Die Messungen selbst erfolgten in einem allseits mit Decken ausgekleidetem Raum, welcher überdies zur Herabminderung etwa noch vorhandener stehender Wellen durch eine schräg gehängte Filzdecke abgetrennt war. — Die Anordnung war also im wesentlichen die gleiche, welche E. Meyer[3]) bei seiner Prüfung von Lautsprechern verwendete.

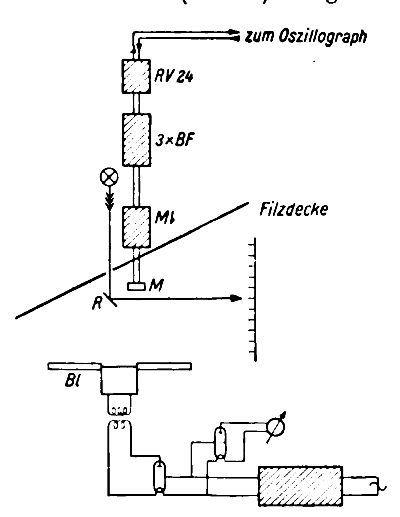


Abb. 1. Anordnung zur Schallempfängereichung.

Es sei hier bemerkt, daß die eben beschriebene Methode gewisse Schwierigkeiten aufweist. Diese liegen insbesondere in der Beschaffenheit des vom Blatthaller abgestrahlten Schallfeldes. Es war bereits in den theoretischen Betrachtungen darauf hingewiesen, daß das Schallfeld des Blatthallers insbesondere für diejenigen Frequenzen, deren Wellenlänge klein gegen die Ausdehnung der Membran ist, ein kompliziertes System von Interferenzen aufweist. Die Maxima und Minima für Geschwindigkeitsamplitude und für Druckamplitude liegen hierbei nicht räumlich an der gleichen Stelle, so daß eine absolute Übereinstimmung zwischen den Werten, welche die Rayleighsche Scheibe zeigt, (proportional zu v'^2, wobei v' die Geschwindigkeitsamplitude ist) und der Druckschwankung, auf welche das Kondensatormikrophon anspricht, nicht zu erwarten ist. Es müssen sich in Abhängigkeit von der Frequenz Schwankungen der Werte nach Art von stehenden Wellen um einen Mittelwert herum ausbilden; trotz dieser Schwierigkeiten gelingt die Messung mit guter Genauigkeit, wenn man verschiedene Meßreihen durchmißt und bei jeder die räumliche Anordnung des Blatthallerschallfeldes ein wenig ändert. Die Mittelwerte derartiger Meßreihen sind in Abb. 2 aufgetragen, die Messung zeigt die Frequenzkurve eines Kondensatormikrophons, so wie sie bei seinem Einsatz ins Schallfeld praktisch vorhanden ist. Die Eignung des Mikrophons zu Meßzwecken hinsichtlich seines Frequenzumfanges geht aus diesem Bild ohne weiteres hervor, da der Empfänger den akustisch wichtigen Bereich mit hinreichender Gleichmäßigkeit überdeckt. Wichtig für seine Eignung zu Meßzwecken ist ferner die Tatsache, daß die Amplitude der vom Kondensatormikrophon abgegebenen Spannung linear vom Druck abhängig ist, daß dies der Fall ist, zeigt die Betrachtung der Abb. 3.

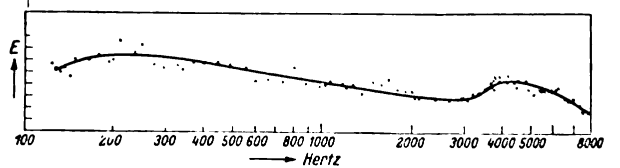


Abb. 2. Frequenzkurve eines Kondensatormikrophons.

Über die Frequenzkurven von Blatthallern gibt Abb. 4 Auskunft, hierbei bezieht sich die gestrichelte Kurve auf eine ältere Ausführung eines

[3]) E. Meyer, ENT. 1926, S. 290.



Blatthallers mit Pertinaxmembran. Auffallend ist eine ausgesprochene Eigenschwingung bei etwa 5000 Hertz — diese ist wohl auf eine Schwingungsmöglichkeit des Pertinaxstreifens zwischen zwei Kupferleitern zurückzuführen. Die ausgezogene Kurve ist diejenige einer anderen Membranausfüh-

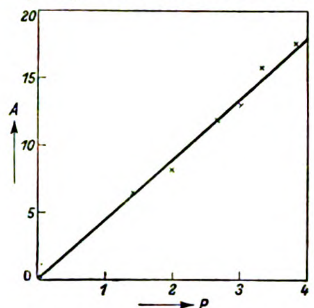


Abb. 3. Amplitudenkurve eines Kondensatormikrophons.

rung (Duralumin), diese ist gegen unerwünschte Eigenschwingungen versteift, so daß störende Resonanzen völlig vermieden wurden.

Die Messungen über die Richtwirkung der Kolbenmembran wurden nun in folgender Weise

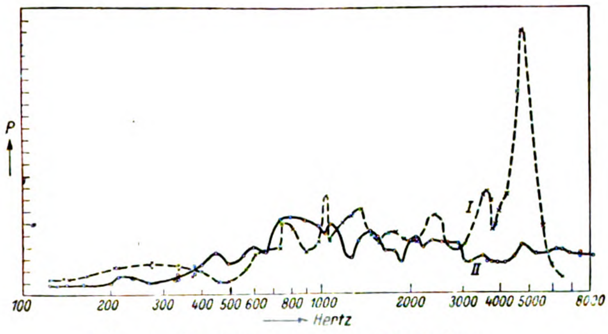


Abb. 4. Frequenzkurve von Blatthallern.

durchgeführt: Die zu messenden Blatthaller (ein Riesenblatthaller, 53×53 cm Fläche, Pertinaxmembran; ein Blatthaller, 18×24 cm Fläche, Duraluminmembran) wurden in die Öffnung eines Laboratoriumfensters innerhalb einer starren Wand eingebaut, wie dies Abb. 5 zeigt. Vor dem Lautsprecher ist ein 3 m langer, um die Mittelsenkrechte der Lautsprechermembran schwenkbarer Arm angebracht, welcher vorn das Kondensatormikrophon trägt.

Das Mikrophon selbst war zunächst in die Vorderwand eines kleinen Kastens montiert, welcher die ersten Röhren der Verstärkerschaltung enthielt. Es sind hierbei noch gewisse Störungen durch Reflexion an der Kastenwand möglich, diese Störungen sind aber für den qualitativen Charakter der Richtwirkungsmessungen ohne Bedeutung, da sie im wesentlichen nur die Absolutwerte der Amplituden beeinflussen. Für die späteren Messungen der Druckverteilung in der Mittelnormalen wurde die Verstärkeranordnung räumlich vom Mikrophon getrennt und dieses selbst unter 45^0 schräg zur Schallrichtung gestellt, so daß die Rückwirkung auch quantitativ nicht mehr zur Geltung kommen konnte. Es sei bemerkt, daß mit dieser Anordnung auch die Richtwirkungsmessungen nochmals überprüft wurden, es ergab sich kein Unterschied.

In den Polardiagrammen Abb. 6 ist die gemessene Druckamplitude als Radius Vektor in Abhängigkeit von der Richtung des Meßarmes ausgetragen. Für ganz langsame Frequenzen, für Wellen also, deren Länge $\lambda \gg d$ ist (wobei d die

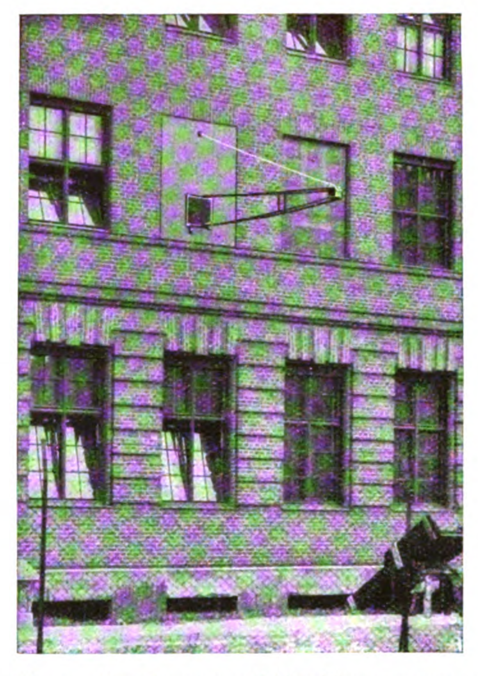


Abb. 5. Anordnung zur Richtwirkungsmessung.

räumliche Ausdehnung der Membran bedeutet), erhält man eine verhältnismäßig gleichmäßige Druckverteilung in dem um die Membranmitte geschlagenen Halbkreis. Mit abnehmender Wellenlänge macht sich die Richtwirkung stärker bemerkbar. Für kurze Wellen treten überdies ausgesprochene Interferenzerscheinungen auf, während die Interferenzen beim Riesenblatthaller bereits bei 30 cm Wellenlänge bemerkbar wurden, konnten sie an dem kleineren Duraluminblatthaller erst unterhalb etwa 7 cm Wellenlänge festgestellt werden.

Der Befund im Schallfeld ist sehr ähnlich wie wir ihn in optischen Feldern in den Fraunhoferschen Beugungserscheinungen kennen. Es sei hier an das Bild der Fraunhoferschen Beugungserscheinungen erinnert, wie es sich in einer Entfernung von der Beugungsöffnung bietet, welche groß gegen die Ausdehnung der Öffnung und groß gegen die Wellenlänge ist. (Abb. 7). In der Mittelnormalen der Membran wurde eben-

Den Befund zeigt Abb. 8, hier ist die Druckamplitude in Abhängigkeit von der Entfernung zur Membranebene aufgetragen. Das theoretisch vorausgesagte Auftreten von Maximen und Minimen der Druckamplitude wurde vollauf bestätigt. Es zeigen sich besonders ausgeprägt zwei Minima $z = 7$ cm und $z = 33$ cm. Es sei bemerkt, daß im Gegensatz zu der theoretischen Berechnung der Druck an diesen Stellen nicht völlig Null wird, der Grund hierfür liegt wohl darin, daß die Berechnung für die kreisförmige Membran durchgeführt wurde, während die für unsere Messungen zur Verfügung stehende Membran viereckig war, so daß es nicht möglich ist, die Gesamtmembranfläche als aus einzelnen Ringscheiben bestehend aufzufassen und die von den einzelnen Scheiben herrührenden Schallwirkungen durch Interferenz sich auslöschen zu lassen. Die restlichen Flächenteile der Membran bewirken, daß der Druck nicht zu Null wird.

Nichtsdestoweniger bestätigt Abb. 8 in qualitativ eindeutiger Weise das Vorhandensein der Interferenz.

Zusammenfassung.

Es werden Messungen und theoretische Betrachtungen über die Richtwirkung von Kolbenmembranen für Frequenzen, deren Wellenlänge

VIII. Optik und Leu

Die Lichttechnik, ihre Entwicklung und ihr gegenwärtiger Stand.

(Zur Einleitung einer Führung durch die Lichttechnische Ausstellung auf der Gesolei.)

Von J. Teichmüller, Karlsruhe.

Der Stand, den die Lichttechnik im Laufe ihrer Entwicklung augenblicklich erreicht hat, wird gekennzeichnet durch das starke Hervortreten des Physiologischen und Physiopsychologischen als Grundlagen der Lichttechnik. Früher war es die Physik allein, die man als Grundlage anerkannte. Die physikalischen Gesetze der Strahlung und Bestrahlung wurden auf Leuchtung und Beleuchtung übertragen und darauf Leuchttechnik und Beleuchtungstechnik aufgebaut. Zur Entwicklung der Lichttechnik war ja der Techniker, auf der Technischen Hochschule physikalisch geschult, berufen; von der Physiologie verstand er nichts. Er dachte nicht daran, sich mit physiologischen Fragen zu beschäftigen, oder hatte sogar eine, zum großen Teil vielleicht unbewußte Scheu vor diesem unbekannten Gebiete. Sein Interesse hörte gewöhnlich da auf, wo der Lichtstrom auf die zu beleuchtenden Flächen auftrifft und dort Leuchtdichten und Leuchtdichteunterschiede her-

Den Befund zeigt Abb. 8, hier ist die Druckamplitude in Abhängigkeit von der Entfernung zur Membranebene aufgetragen. Das theoretisch vorausgesagte Auftreten von Maximen und Minimen der Druckamplitude wurde vollauf bestätigt. Es zeigen sich besonders ausgeprägt zwei Minima $z = 7$ cm und $z = 33$ cm. Es sei bemerkt, daß im Gegensatz zu der theoretischen Berechnung der Druck an diesen Stellen nicht völlig Null wird, der Grund hierfür liegt wohl darin, daß die Berechnung für die kreisförmige Membran durchgeführt wurde, während die für unsere Messungen zur Verfügung stehende Membran viereckig war, so daß es nicht möglich ist, die Gesamtmembranfläche als aus einzelnen Ringscheiben bestehend aufzufassen und die von den einzelnen Scheiben herrührenden Schallwirkungen durch Interferenz sich auslöschen zu lassen. Die restlichen Flächenteile der Membran bewirken, daß der Druck nicht zu Null wird.

Nichtsdestoweniger bestätigt Abb. 8 in qualitativ eindeutiger Weise das Vorhandensein der Interferenz.

Zusammenfassung.

Es werden Messungen und theoretische Betrachtungen über die Richtwirkung von Kolbenmembranen für Frequenzen, deren Wellenlänge klein gegen den Membrandurchmesser ist, mitgeteilt.

Diskussion.

Herr J. Engl, Berlin-Grunewald: Es wird nachgefragt, welche Sicherheit für Frequenzunabhängigkeit des Meßverfahrens mit der Rayleighschen Scheibe vorhanden ist.

Weiterhin wird auf die sicher frequenz- und beugungsunabhängige Methode nach Altberg hingewiesen.

Antwort des Vortragenden:

Bedenken gegen den Einsatz der Rayleighscheibe zu absoluten Schallfeldmessungen bestehen nur dann, wenn die Ausdehnung der Rayleighscheibe an die Größenordnung der Schallwellen heranreicht, aus diesen Gründen wurde eine sehr kleine Scheibenausdehnung ($2 \times 1{,}5$ mm) gewählt. Es sei in diesem Zusammenhang auch an die Messungen von E. Meyer[4]) erinnert, der sehr gute Übereinstimmung zwischen Rayleigh-Scheibe und einem mittels Themophon geeichten Kondensatormikrophon fand.

Die Altbergsche Druckmethode zu verwenden, ist unvorteilhaft, da sie das Schallfeld durch Reflexion verzerrt.

[4]) E. Meyer, ENT. 1926.

VIII. Optik und Leuchttechnik.

Die Lichttechnik, ihre Entwicklung und ihr gegenwärtiger Stand.

(Zur Einleitung einer Führung durch die Lichttechnische Ausstellung auf der Gesolei.)

Von J. Teichmüller, Karlsruhe.

Der Stand, den die Lichttechnik im Laufe ihrer Entwicklung augenblicklich erreicht hat, wird gekennzeichnet durch das starke Hervortreten des Physiologischen und Physiopsychologischen als Grundlagen der Lichttechnik. Früher war es die Physik allein, die man als Grundlage anerkannte. Die physikalischen Gesetze der Strahlung und Bestrahlung wurden auf Leuchtung und Beleuchtung übertragen und darauf Leuchttechnik und Beleuchtungstechnik aufgebaut. Zur Entwicklung der Lichttechnik war ja der Techniker, auf der Technischen Hochschule physikalisch geschult, berufen; von der Physiologie verstand er nichts. Er dachte nicht daran, sich mit physiologischen Fragen zu beschäftigen, oder hatte sogar eine, zum großen Teil vielleicht unbewußte Scheu vor diesem unbekannten Gebiete. Sein Interesse hörte gewöhnlich da auf, wo der Lichtstrom auf die zu beleuchtenden Flächen auftrifft und dort Leuchtdichten und Leuchtdichteunterschiede hervorruft. Ins Physiologische hinein ging man allenfalls noch mit der Betrachtung des Auges, soweit es als geometrisch-optischer Apparat erklärt werden konnte.

Daß man damit auf die Dauer nicht auskommen konnte, ist für jeden unmittelbar empfindenden Menschen auf den ersten Blick unzweifelhaft. Der trat dann auch bald in einen natürlichen Gegensatz zum geschulten Lichttechniker; zwischen diesen beiden entstand eine Kluft. Deutlich wird das, wenn man den Begriff der guten Beleuchtung, auch in der Verschwommenheit, in der er jedem Menschen geläufig ist, dem der starken Beleuchtung gegenüberstellt, die das wichtigste Ziel der älteren Beleuchtungstechnik war. Erst verhältnismäßig spät hat die Lichttechnik den Begriff der Beleuchtungsgüte als zunftgerecht anerkannt.[1])

Eine scharfe Definition des Begriffes der Beleuchtungsgüte, wie sie für den Gebrauch in der wissenschaftlichen Lichttechnik natürlich nötig

[1]) Erster Versuch einer Definition der Beleuchtungsgüte: H. Lux, Lichttechnische Anforderungen an die Fabrikbeleuchtung. Zeitschr. f. Bel.-Wesen, XXVII (1921), S. 96, Z. 22 v. u. Ausführlicher Versuch: J. Teichmüller, Die Güte der Beleuchtung. Licht und Lampe 1924, S. 526.

ist, führt tief in das Physiologische und Psychologische hinein. Bei der Gründung des Lichttechnischen Institutes an der Technischen Hochschule in Karlsruhe 1920/21 lag mir daran, der Physiologie von vornherein den ihr zukommenden Platz anzuweisen. Es wurde eine einstündige Vorlesung im Wintersemester in das Programm aufgenommen und einem namhaften Augenarzt, Dr. med. Spuler in Karlsruhe, übertragen. Damit ist sie wohl zum ersten Male in aller Form als eine Grundlage der Lichttechnik anerkannt. Ihre Bedeutung ist seitdem gewachsen und der zeitliche Umfang der Vorlesung an meinem Institut deshalb verdoppelt worden.

Wie wichtig physiologische Fragen für die praktische Lichttechnik sind, ist auch für den Fernerstehenden aus einem von Prof. v. Kries zur Eröffnung des Institutes geschriebenen Aufsatze „Über einige Aufgaben der Farbenlehre“[2]) zu erkennen. In drastischer Weise wird es noch deutlich aus Untersuchungen, die ich, an die v. Kriessche Arbeit anknüpfend, ausgeführt und unter dem Titel: „Die Bedeutung des Zapfen und Stäbchensehens in der Photometrie und in der Lichttechnik allgemein“[3]) veröffentlicht habe. Aus diesen Untersuchungen geht hervor, daß der Begriff der Lichtstärke aus physiologischen Gründen nicht eindeutig ist. Muß das schon stutzig machen, so müssen die in jenem Aufsatze für die praktische Beleuchtungstechnik gezogenen Folgerungen noch mehr Bedenken erregen. — In einem späteren Aufsatze „Was ist Licht?“[4]) habe ich auseinandergesetzt, daß die photometrischen Grundgesetze für das durch das Auge bewertete, also das physiologisch verstandene Licht nicht gelten. Es wird eine Aufgabe der diese Erkenntnis für die praktische Lichttechnik auswertenden Verbände sein, die Schlußfolgerungen aus diesen Tatsachen zu ziehen.

In meiner Ausstellung auf der Gesolei habe ich die Bedeutung der Physiologie als einer Grundlage der Lichttechnik dadurch zum Ausdruck gebracht, daß ich mehrere Räume eingerichtet habe, in denen durch zeichnerische und körperliche Darstellungen und durch Demonstrationen physiologische Wirkungen beobachtet werden können. Erst das Studium dieser Räume öffnet das rechte Verständnis für die späteren Demonstrationen, durch die — wenn man es kurz ausdrücken will — gute und schlechte Beleuchtung in allerlei praktischen Anwendungen gezeigt werden.

[2]) J. A. v. Kries, Zeitschr. f. techn. Phys. **5** (1924), 327.

[3]) J. Teichmüller, Festschrift zur Jahrhundertfeier der Technischen Hochschule, Karlsruhe 1925.

[4]) J. Teichmüller, Die Lichttechnik, Beilage zu Elektrotechnik und Maschinenbau 1926, Heft 3.

Durch eine solche Behandlung der Lichttechnik in der Lehre durch Wort und Demonstration wird die Kluft zwischen dem lichttechnischen Fachmann und dem naiv empfindenden Menschen überbrückt werden. Es wird noch sorgfältiger Arbeit befürfen, bis die Kluft vollkommen geschlossen ist, sorgfältiger Zusammenarbeit zwischen dem Lichtingenieur und dem Physiologen, zu der wir dann auch noch den Architekten und andere Fachleute, die uns Objekte des Sehens liefern, zuziehen wollen.

Visuelle Leistungen von Fernrohren.

Von A. Kühl, München.

Inhalt: Als visuelles Leistungskriterium von Fernrohren dient die zwar spezielle, aber zurzeit allein genügend bekannte Kombination von Relativhelligkeit, Trennbarkeit und Formerkennbarkeit, die in der Sehschärfe gegeben ist; sie wird als Funktion der Beleuchtungstärke und der Fernrohrkonstanten entwickelt.

Es fehlt bisher ein praktisch (und wissenschaftlich) brauchbares Vergleichsmaß zwischen Fernrohren gleicher Bildgüte, aber unterschiedlicher Öffnung, Vergrößerung und Lichtdurchlässigkeit. Der Versuch, dieses Vergleichsmaß auf der relativen Bildhelligkeit aufzubauen, hat sich als unzureichend erwiesen. Es muß vielmehr außerdem noch Rücksicht genommen werden auf das Auflösungsvermögen und die Formerkennbarkeit. Eine rein theoretische Verknüpfung von Bildhelligkeit, Auflösungsvermögen und Formerkennbarkeit ist bisher nicht möglich, so daß man auf Benutzung einer praktisch erprobten, zwar speziellen aber doch genau definierten Kombination dieser drei Faktoren, nämlich auf die Sehschärfe angewiesen ist. Unter der visuellen Leistung eines Fernrohres soll daher die mittels des Fernrohres erreichbare Sehschärfe des menschlichen Auges verstanden werden.

Die Sehschärfe ist bekanntlich definiert als das reziproke Winkelmaß bestimmter entfernter Zeichen (sogen. Sehproben), die vom menschlichen Auge unter bestimmten Bedingungen gerade noch erkannt werden können. In der Definition selbst liegt schon ausgesprochen, daß die Sehschärfe proportional der optischen Vergrößerung der Sehproben wachsen muß. Wenn man daher annimmt, ein Auge habe bei der Beleuchtung, die ihm das Gesichtsfeld des Fernrohres darbietet, die natürliche Sehschärfe S, so muß diese durch die Fernrohrvergrößerung Γ auf die Sehschärfe:

$$S_f = \Gamma \cdot S \qquad (1)$$

gesteigert werden.

Die Sehschärfe S des Auges bei der im Fernrohrgesichtsfeld herrschenden Beleuchtungsstärke kann von der Sehschärfe des freien Auges S_a nur



als Funktion der Beleuchtungsstärke abweichen. Für die Abhängigkeit der Sehschärfe von der Beleuchtungsstärke liegen ausführliche Untersuchungen von König seit langem vor. Aus diesen ergibt sich, daß beim Tagessehen eine lineare Abhängigkeit der Sehschärfe vom Logarithmus der Beleuchtungsstärke besteht, während für das Dämmerungssehen ein komplizierterer Zusammenhang gilt. Wenn nun die Variation der Beleuchtungsstärke auf der Netzhaut nur durch Veränderung des Pupillendurchmessers hervorgerufen wird, so kann man die lineare Abhängigkeit der Sehschärfe vom Logarithmus der Beleuchtungsstärke während des Tagessehens darstellen durch die Gleichung:

$$S = S_a + 0{,}523 \lg \left(\frac{p}{P}\right)^2 . \quad (2)$$

Diese Gl. (2) gilt bis zum Beginn des Dämmerungssehens, d. h. bis zu dem Augenblick, wo die Sehschärfe S kleiner wird als 0,264. Nach Überschreiten dieser Grenze, d. h. für das Dämmerungssehen fand sich durch Näherung eine hinreichende Darstellung für die Sehschärfe in dem Ausdruck:

$$S = S_a \cdot \left(\frac{p}{P}\right)^{2/3} . \quad (3)$$

Die Übereinstimmung der rechnerischen Ergebnisse nach diesen beiden Formeln mit der Beobachtung, wird durch Abb. 1 illustriert.

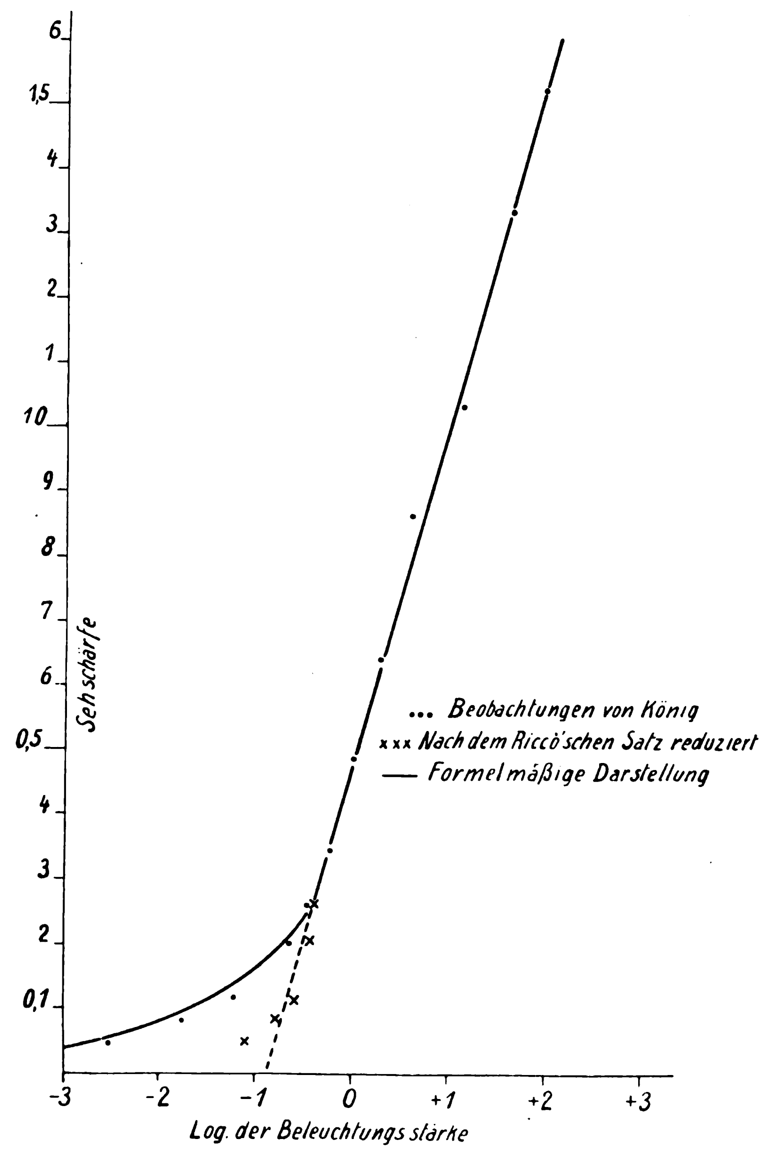


Abb. 1. Sehschärfe und Beleuchtungsstärke nach König und ihre Darstellung durch Gl. (2) und (3).

Hat man Interesse daran, die Wandlung der Sehschärfe durch Pupillenverengerung über einen großen Bereich, der vom Tagessehen ins Dämmerungssehen übergeht, zu bestimmen, so kommt für die Anwendung der Gl. (1) natürlich ein unterer Grenzwert des Pupillendurchmessers p_g in Frage, der, wie man leicht sieht, durch die Gleichung:

$$\lg \frac{p}{P} = \frac{0{,}264 - S_a}{1{,}046} \quad (4)$$

angegeben wird. Jenseits dieses Grenzwertes ist für noch engere Pupillendurchmesser Gl. (3) anzuwenden in der Form:

$$S = 0{,}264 \cdot \left(\frac{p}{p_g}\right)^{2/3} . \quad (5)$$

Beim Fernrohr tritt nun zu der Lichtabnahme durch Pupillenverengerung noch ein Lichtverlust durch Absorption und Reflexion, den wir in dem Durchlässigkeitsfaktor δ zusammenfassen. Ferner ist ein Gewinn an subjektiver Beleuchtungsstärke zu verzeichnen durch Kontrast gegen die schwarzen Fernrohrwände, den wir durch Mitnahme eines Kontrastfaktors γ berücksichtigen. Wiewohl die Veränderlichkeit des Kontrastfaktors bisher nicht zu übersehen ist, ist die Mitführung eines Mittelwertes praktisch notwendig, um für die Ergebnisse keine merkliche Nullpunktsverschiebung zu erhalten. Der Mittelwert des Kontrastfaktors ist nach Untersuchungen von C. v. Hess zu 1,40 angesetzt. Hiermit läßt sich nun die Fernrohrleistung, nämlich die durchs Fernrohr erzielte Sehschärfe sehr einfach angeben.

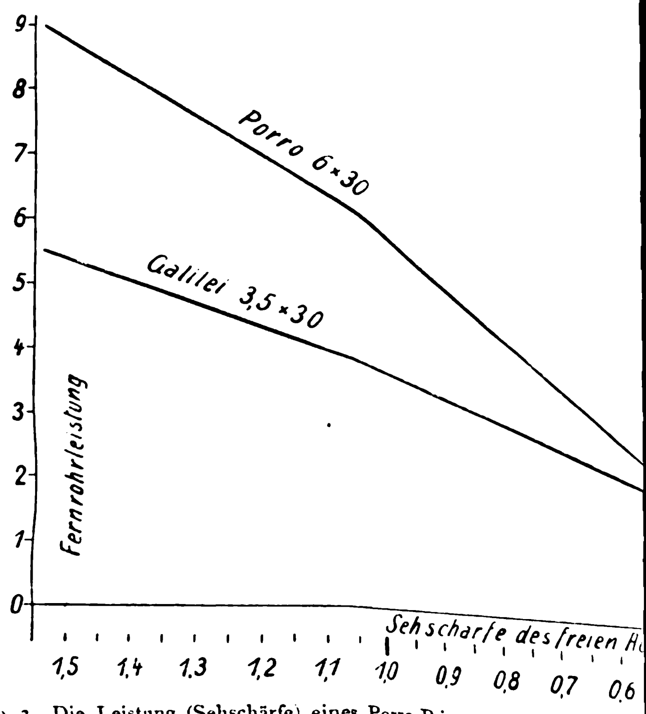


Abb. 3. Die Leistung (Sehschärfe) eines Porro-Prismenglases 6 × 30 und
Beleuchtungsstärke (bzw. Sehschärfe des

beim Tagessehen zwei Drittel derjenigen Vergrößerung beträgt, bei der das Dämmerungssehen einsetzt ($v_m = 0{,}66\,v_g$). Abb. 2 stellt nach den Gleichungen A, B, C den numerischen Verlauf der Fernrohrleistung (Fernrohrschärfe) für eine Reihe von Sehschärfenwerten (variierende Beleuchtungsstärke) des freien Auges dar.

Mit ihrer Hilfe — bzw. mit einer ihr entsprechenden Zahlentabelle ist es leicht, die absoluten Leistungen vorgegebener Fernrohrtypen für alle möglichen Beleuchtungsverhältnisse anzugeben, wenn man — sei es durch eigene Versuche, sei es aus vorhandenen Untersuchungsreihen — die Veränderung des menschlichen Pupillendurchmessers für diese Beleuchtungsstärken kennt.

Unter Benutzung einer Übersicht über diesen Zusammenhang, welche **A. König** in: Fernrohre und Entfernungsmesser mitteilt, stellt Abb. 3 als Beispiel den Vergleich zwischen den Leistungen eines Poroprismenglases 6 × 30 und eines Galileifeldstechers $3^1/_2 \times 30$ für alle möglichen Beleuchtungsstärken dar.

Selbstverständlich zeigt sich bei hinreichender Tagesbeleuchtung (d. h. Sehschärfe 1,5 bis 1,0) eine der Vergrößerung entsprechende Überlegenheit des Prismenglases. Mit dem Übergang zu geringerer Helligkeit (Sehschärfe 1,0 bis 0,5) fällt die Leistung des Prismenglases schnell ab, während die des Galileiglases vermöge der nun allmählich zur Ausnutzung kommenden großen Austritts-

pupille ein
beide für
schärfe 0,5
das stärke
merungsseh
das lichtd
vorübergeh
gegenüber
hoben, ind
im allgem
Galileiglas
feldstecher
Umstand i
hat in der
gläser als
wirkung g
keit an de
artige Leis
führen zu
dustrie, al
praktische
stechern n

1. Der
als Funkti
keinen einl
rohrleistung
A) B) C)
unter eina

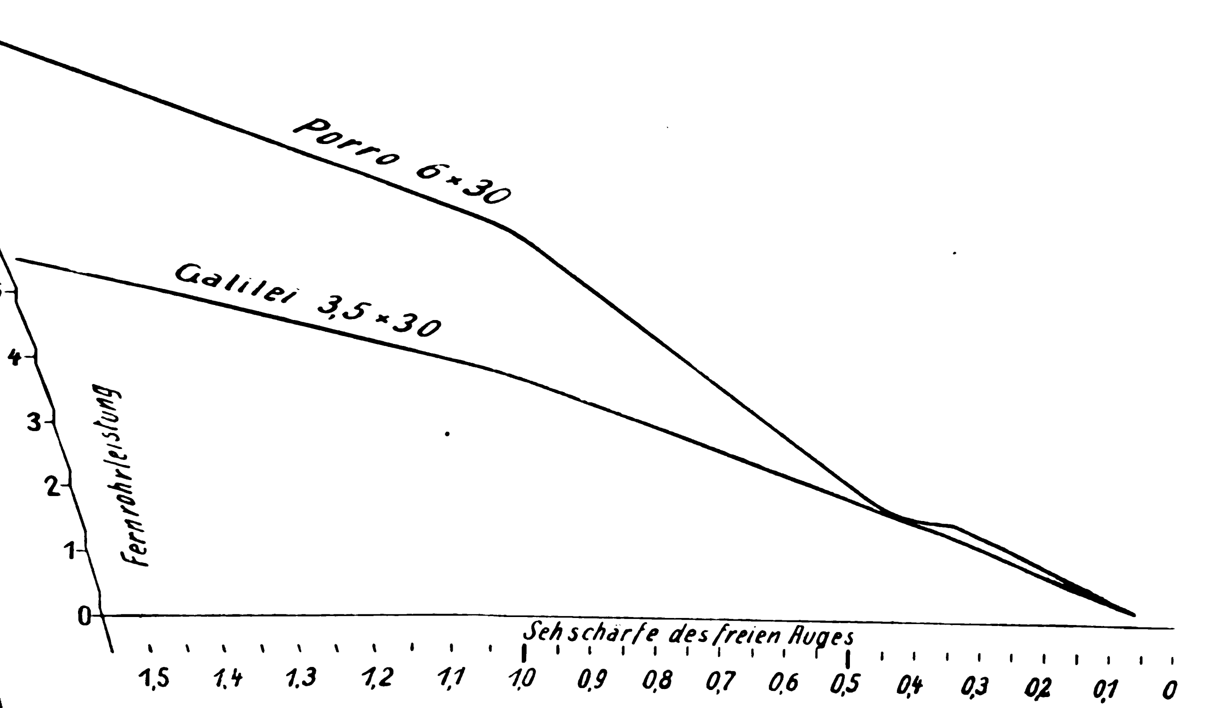


Abb. 3. Die Leistung (Sehschärfe) eines Porro-Prismenglases 6×30 und eines Galileiglases $3^1/_2 \times 30$ für variierende Beleuchtungsstärke (bzw. Sehschärfe des freien Auges).

beim Tagessehen zwei Drittel derjenigen Vergrößerung beträgt, bei der das Dämmerungssehen einsetzt ($v_m = 0{,}66\, v_g$). Abb. 2 stellt nach den Gleichungen A, B, C den numerischen Verlauf der Fernrohrleistung (Fernrohrschärfe) für eine Reihe von Sehschärfenwerten (variierende Beleuchtungsstärke) des freien Auges dar.

Mit ihrer Hilfe — bzw. mit einer ihr entsprechenden Zahlentabelle ist es leicht, die absoluten Leistungen vorgegebener Fernrohrtypen für alle möglichen Beleuchtungsverhältnisse anzugeben, wenn man — sei es durch eigene Versuche, sei es aus vorhandenen Untersuchungsreihen — die Veränderung des menschlichen Pupillendurchmessers für diese Beleuchtungsstärken kennt.

Unter Benutzung einer Übersicht über diesen Zusammenhang, welche A. König in: Fernrohre und Entfernungsmesser mitteilt, stellt Abb. 3 als Beispiel den Vergleich zwischen den Leistungen eines Poroprismenglases 6×30 und eines Galileifeldstechers $3^1/_2 \times 30$ für alle möglichen Beleuchtungsstärken dar.

Selbstverständlich zeigt sich bei hinreichender Tagesbeleuchtung (d. h. Sehschärfe 1,5 bis 1,0) eine der Vergrößerung entsprechende Überlegenheit des Prismenglases. Mit dem Übergang zu geringerer Helligkeit (Sehschärfe 1,0 bis 0,5) fällt die Leistung des Prismenglases schnell ab, während die des Galileiglases vermöge der nun allmählich zur Ausnutzung kommenden großen Austrittspupille eine relativ langsame Abnahme erfährt, bis beide für den Eintritt der Dämmerung (Sehschärfe 0,5) einander gleich werden. Da nun für das stärker absorbierende Prismenglas das Dämmerungssehen etwas frühzeitiger eintritt, als für das lichtdurchlässigere Galileiglas, so wird zwar vorübergehend die Leistung des Prismenglases gegenüber dem Galileiglas noch ein wenig gehoben, indessen zeigt sich, daß in der Dämmerung im allgemeinen das nur $3^1/_2$ fach vergrößernde Galileiglas dem sechsfach vergrößernden Prismenfeldstecher vollkommen ebenbürtig ist. Dieser Umstand ist ja gefühlsmäßig längst bekannt und hat in der umfangreichen Benutzung der Galileigläser als Marinenachtgläser seine praktische Auswirkung gefunden. Immerhin dürfte die Möglichkeit an der Hand der gegebenen Darstellung derartige Leistungsvergleiche numerisch präzis durchführen zu können, sowohl für die erzeugende Industrie, als auch für die wissenschaftliche und praktische Benutzung von Fernrohren oder Feldstechern nicht unwillkommen sein.

Zusammenfassung.

1. Der dualistische Charakter der Sehschärfe als Funktion der Beleuchtungsstärke läßt zwar keinen einheitlich-einfachen Ausdruck für die Fernrohrleistung aufstellen. Immerhin werden die Gl. A) B) C) für Leistungsvergleiche von Fernrohren unter einander und mit dem bloßen Auge dem



heutigen Stand der physiologischen Optik und der praktischen Erfahrung gerecht, wie begonnene Versuchsreihen zeigen.

2. Als neue Momente, die der experimentellen Nachprüfung harren, ergeben sich das Optimum der Okularvergrößerung im Tagessehen [Gl. (6)] und das relative Pessimum der Okularvergrößerung an der Grenze des Dämmerungssehens [Gl. (B, 2)]. Theoretisch interessant, besonders als differentieller Prüfstein, bleiben die Folgen eines früheren Beginnens des Dämmerungssehens in weniger lichtdurchlässigen Fernrohrtypen (Abb. 3 rechts) im Vergleich mit hervorragend lichtdurchlässigen Fernrohren.

Diskussion:

W. Burstyn, Berlin: Bei der Aufstellung der Formeln scheint mir ein Umstand nicht berücksichtigt zu sein, nämlich die Abhängigkeit der Sehschärfe des Auges von der Pupillenöffnung. Wie sehr die Sehschärfe bei Vergrößerung der Pupille abnimmt, zeigt folgender Versuch: Wenn man ziemlich großen Druck bei schwachem Dämmerlicht lesen will, das dafür gerade nicht ausreicht, so kann man nach Abblenden der Pupille wieder lesen, gewinnt also durch das Abblenden an Sehschärfe mehr als man an Lichtstärke verliert. Eine Vergrößerung der Austrittspupille des Fernrohres ergibt also nicht eine entsprechende Verbesserung der Sehschärfe. Von den Kurven, welche der Vortragende aufgestellt hat, wird also mindestens jener Teil, der für das Dämmerungssehen gilt, eine Korrektur erfahren müssen.

Antwort des Vortragenden: Eine Verbesserung der Sehschärfe durch Pupillenverengung ist in der Dämmerung sicher vorhanden — ich halte sie jedoch gegenüber den hier behandelten Variationen für sekundär.

Zuschriften an die Schriftleitung.

Apparat zur Bestimmung der Wärmeausdehnung fester Körper.

Von E. Braun.

(Nachtrag des Verfassers zur Mitteilung auf S. 505 dieses Jahrg.)

Der beschriebene Apparat zur Messung der Ausdehnung fester Körper wurde von Leman-Werner[1]) an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt angegeben. Er beruht im Prinzip auf einer Messung der Ausdehnung des Untersuchungskörpers relativ zu Kieselglas. Gegenüber der früher üblichen[2]) noch heute angewandten Apparatur haben Leman-Werner die Genauigkeit der Messung durch Verfeinerung der Ablesevorrichtung erhöht, indem sie die Verlängerung durch die Winkeländerung zweier Reflexionsprismen gegeneinander mit dem Fernrohr messen (Webersche Doppelspiegelmethode). A. Werner[3]) hat dann das Fernrohr samt Skala durch das Autokollimations-Ablesefernrohr[4]) ersetzt, dessen Skala in der Brennebene des Objektes steht. F. Eckert führte zur Vereinfachung der Herstellung und Handhabung den Apparat rotationssymmetrisch aus und erhielt durch Einführung der Schraube T eine feste Länge des Hebelarms, was die Meßgenauigkeit wesentlich erhöht. Der Verf. endlich dehnte den Meßbereich des Apparats, der bisher 200° C gewesen war, auf 600° C aus.

[1]) A. Leman und A. Werner, Zeitschr. f. Instr. **33** (1913), 65.
[2]) F. Henning, Ann. d. Phys. **22** (1907), 631.
[3]) A. Werner, Zeitschr. f. Instr. **44** (1924), 316.
[4]) G. Gehlhoff, Zeitschr. f. techn. Phys. **3** (1922), 225.

Neue Bücher.

(Besprechung bleibt vorbehalten.)

Abderhalden, E., Handbuch der biologischen Arbeitsmethoden. Lief. 209. Abt. II. Physikalische Methoden. Teil 2. Heft 5. 154 S., 64 Abb., 1 Taf. Rm. 7,80. Lief. 210. Abt. V. Methoden zum Studium der Funktionen der einzelnen Organe des tierischen Organismus. Teil 6. Heft 6. 130 S., 55 Abb. i. T. Rm. 6,30. Urban & Schwarzenberg, Berlin und Wien. 1926.

Benecke, O., Die Prüfungen an den Technischen Hochschulen in Preußen. (Weidmannsche Taschenausgaben von Verfügungen der Preußischen Unterrichtsverwaltung.) Heft 44. 92 S. Weidmannsche Buchhandlung, Berlin. 1926. Geh. Rm. 1,50.

Bongards, H., Feuchtigkeitsmessung. VII, 322 S., 126 Abb., 2 Taf. R. Oldenbourg, München und Berlin. 1926. Brosch. Rm. 17,—, geb. Rm. 19,—.

Ebert, H., Anleitung zum Glasblasen. 6. umgearb. Aufl. XII, 122 S., 79 Abb. i. T. Johann Ambrosius Barth, Leipzig. 1926. Brosch. Rm. 6,—, geb. Rm. 7,50.

Eggert, J., Lehrbuch der physikalischen Chemie in elementarer Darstellung. IX, 538 S., 111 Abb. S. Hirzel, Leipzig. 1926. Geh. Rm. 24,—, geb. Rm. 26,—,

Eichhorn, G., Wetterfunk, Bildfunk, Television (drahtloses Fernsehen). V, 82 S., 36 Abb. B. G. Teubner, Leipzig-Berlin. 1926. Kart. Rm. 3,20.

Frenkel, J., Lehrbuch der Elektrodynamik. I. Bd. Allgemeine Mechanik der Elektrizität. X, 365 S., 39 Abb. i. T. Julius Springer, Berlin. 1926. Geh. Rm. 28,50, Geb. Rm. 29,70.

Geiger, H. und K. Scheel, Handbuch der Physik. Bd. I: Geschichte der Physik; Vorlesungstechnik, red. von K. Scheel. Geh. Rm. 31,50, geb. Rm. 33,60. Bd. II: Elementare Einheiten und ihre Messung, red. von K. Scheel. Geh. Rm. 39,60, geb. Rm. 42,—. Bd. IX: Theorien der Wärme, red. von F. Henning. VIII, 616 S., 61 Abb. Geh. Rm. 46,50, Lw. Rm. 49,20. Bd. XI: Anwendung der Thermodynamik, red. von F. Henning. VII, 454 S., 1 Bl., 198 Abb. Geh. Rm. 34,50, Lw. Rm. 37,20. Bd. XVII: Elektrotechnik. VI, 392 S., 360 Abb. i. T. Geh. Rm. 31,50, geb. Rm. 33,60. Bd. XXII: Aufbau der Materie und Wesen der Strahlung, red. von H. Geiger. VII, 568 S., 1 Bl., 148 Abb. Geh. Rm. 42,—, Lw. Rm. 44,70. Bd. XXIII: Quanten, red. von H. Geiger. X, 782 S., 225 Abb. Geh. Rm. 57,—, Lw. Rm. 59,70. Julius Springer, Berlin. 1926.

Gerlach, W., Materie, Elektrizität, Energie. (Wissenschaftliche Forschungsberichte, Naturwissenschaftliche Reihe, Bd. VII.) 2. erweit. Aufl. XI, 291 S., 119 Abb. i. T. Theodor Steinkopff, Dresden und Leipzig. 1926. Geh. Rm. 15,—, geb. Rm. 16,50.

Gutenberg, B., Lehrbuch der Geophysik. Lief. 1. 176 S., 52 Abb. i. T. Gebrüder Borntraeger, Berlin. 1926. Geh. Rm. 9,75.

Haas, A., Die Welt der Atome. Zehn gemeinverständliche Vorträge. VII, 130 S., 37 Abb. i. T. u. auf 3 Taf. Walter de Gruyter & Co., Berlin und Leipzig. 1926. Geh. Rm. 4,80, geb. Rm. 6,—.

Jolley, L. B. W., Alternating current rectification and allied problems. A mathematical and practical treatment from the engineering view point. 2. edition, revised and enlarged. XII, 472 p. 340 fig. Chapman & Hall, Ltd., London. 1926. Geb. Sh 30/—.

Karg, H. R., Schleudergebläse. 130 S., 49 Abb. R. Oldenbourg, München. 1926. Brosch. Rm. 7,50, geb. Rm. 9,—.

Kleiber, J., Physik für Bauschulen und verwandte technische Lehranstalten sowie zum Selbststudium. VII, 259 S., 534 Abb. i. T. R. Oldenbourg, Berlin und München. 1926. Geb. Rm. 4,—.

Klemperer, W., Theorie des Segelfluges. Abhandlungen aus dem Aerodynamischen Institut an der Technischen Hochschule Aachen. Heft 5. 76 S., 17 Abb. i. T. Julius Springer, Berlin. 1926. Rm. 6,90.

Knoblauch, O. und K. Hencky, Anleitung zu genauen technischen Temperaturmessungen. XV, 172 S., 74 Abb. i. T. Zweite, völlig neubearb. und erweiterte Aufl. R. Oldenbourg, München und Berlin. 1926. Geh. Rm. 9,—, geb. Rm. 12,—.

Krey, H., Die Flutwelle in Flußmündungen und Meeresbuchten. (Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau in Berlin.) 60 S., 40 Abb. i. T. Eigenverlag der Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau, Berlin. 1926.

Menge, E., Mechanik-Aufgaben aus der Maschinentechnik. I. Teil. Statik. (Bibliothek der gesamten Technik, Bd. 349.) 73 S. Max Jänecke, Leipzig. 1926. Geh. Rm. 1,95.

Möller, M., Die Wellen, die Schwingungen und die Naturkräfte. I. Teil: Die fortschreitende Wasserwelle. Liefg. 1. XI, 131 S., 40 Abb. Fr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1926. Geh. Rm. 5,—.

Periodisches System der Elemente nach A. von Antropoff. 1 farb. Taf. in 4 Bl., zus. 152×190 cm². Köhler & Volkmar, Leipzig. 1925. Rm. 13,50, auf Lw. mit Stäben Rm. 30,—.

Prášil, F., Technische Hydrodynamik. 2. umgearb. Aufl. IX, 303 S., 109 Abb. i. T. Julius Springer, Berlin. 1926. Geb. Rm. 24,—.

Prüfordnung für elektrische Meßgeräte. Herausgegeben von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Amtliche Ausgabe. VI, 43 S., 11 Taf. Julius Springer, Berlin. 1926. Rm. 2,20.

Reinhardt, A., Die Erdwärme als Energiequelle. 26 S., 3 Abb. A. Reinhardt, Kirchhasel bei Rudolstadt. 1926. Rm. 1,—.

Salpeter, J., Einführung in die höhere Mathematik für Naturforscher und Ärzte. Dritte verb. Aufl. X, 387 S., 154 Abb. i. T. Gustav Fischer, Jena. 1926. Geh. Rm. 16,—, geb. Rm. 18,—.

Smithells, C. J., Tungsten. A treatije on its metallurgy, properties and applications. VIII, 167 p., 154 fig. Chapman & Hall, Ltd., London. 1926. Geb. Sh 21/—.

Wien, W. und F. Harms, Handbuch der Experimentalphysik. Bd. I. L. Holborn, Meßmethoden und Meßtechnik. E. v. Angerer, Technik des Experimentes. 484 S., 246 Abb. i. T., 1 Taf. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig. 1926. Geh. Rm. 40,—, geb. Rm. 42,—.

Wyss, Th., Die Kraftfelder in festen elastischen Körpern und ihre praktischen Anwendungen. VIII, 368 S., 432 Abb. i. T. und auf 35 Taf. Julius Springer, Berlin. 1926. Rm. 25,50.

Besprechungen.

Die Kultur der Gegenwart, ihre Entwicklung und ihre Ziele, herausgeg. von P. Hinneberg. III. Teil, 3. Abt., 1. Bd. Physik. Zweite, neubearb. und erweiterte Aufl. unter Redaktion von E. Lecher. 849 S., 116 Abb. i. T. B. G. Teubner, Leipzig u. Berlin. 1925. Geh. Rm. 34,—, geb. Rm. 36,—.

Der Band Physik des bekannten, groß angelegten Werkes der „Kultur und Gegenwart" liegt, elf Jahre nach Erscheinen der ersten Auflage, nunmehr in zweiter Auflage vor. Die schwere Aufgabe, eine allgemeinverständliche und doch nicht oberflächliche Darstellung des Gesamtgebietes der Physik zu geben, ist im großen und ganzen gelöst. Es ist E. Warburg, dem Redakteur der ersten Auflage, in mustergiltiger Weise gelungen, den relativ engen Raum geschickt zu unterteilen und so auszufüllen, daß der Kreis der akademisch Gebildeten, für den dies Werk in erster Linie bestimmt ist, tatsächlich das findet, was er in einem solchen Buche sucht: die Grundlagen und allgemeinen Fragen der behandelten Wissenschaft, die modernen Probleme und die Spezialgebiete, die für die Allgemeinheit und für andere Wissenszweige besonders bedeutungsvoll sind. Für die so entstandenen 36 Abschnitte geeignete Bearbeiter gewonnen zu haben, ist ein besonderes Verdienst des Redakteurs. Vielfach haben die Verfasser das behandelte Gebiet selber geschaffen oder wenigstens bahnbrechend bearbeitet. Dies zeigt das folgende Inhaltsverzeichnis der neuen Auflage, dessen Wiedergabe an dieser Stelle neben einem Überblick über das Werk zugleich vielleicht die beste Empfehlung dafür bildet.

Mechanik. Die Mechanik im Rahmen der allgemeinen Physik von E. Wiechert. Akustik. Historische Entwicklung und kulturelle Beziehungen von F. Auerbach. Wärmelehre. Thermometrie von E. Warburg. Thermodynamik von F. Henning. Mechanische und thermische Eigenschaften der Materie in den drei Aggregatzuständen von L. Holborn. Umwandlungspunkte, Erscheinungen bei koexistierenden Phasen von L. Holborn. Wärmeleitung von W. Jaeger. Wärmestrahlung von Rubens †, neubearbeitet von G. Hettner. Theorie der Wärmestrahlung von W. Wien. Experimentelle Atomistik von E. Dorn †, neubearbeitet von K. Przibram. Theoretische Atomistik von A. Einstein. Elektrizitätslehre. Entwicklung der Elektrizitätslehre bis zum Siege der Faradayschen Anschauungen von F. Richarz †. Die Entdeckungen von Maxwell und Hertz von E. Lecher. Die Maxwellsche Theorie und die Elektronentheorie von H A. Lorentz. Ältere und neuere Theorien des Magnetismus von R. Gans. Die Energie degradierenden Vorgänge im elektromagnetischen Feld von E. Gumlich. Die drahtlose Telegraphie von F. Braun †, neubearbeitet von M. Dieckmann. Schwingungen gekoppelter Systeme von M. Wien. Das elektrische Leitungsvermögen von H. Starke. Die Kathodenstrahlen von W. Kaufmann. Die positiven Strahlen oder Massestrahlen von E. Gehrcke und O. Reichenheim. Die Röntgenstrahlen von W. Kaufmann. Entdeckungsgeschichte und Grundtatsachen der Radioaktivitat von J. Elster † und H. Geitel, neubearbeitet von St. Meyer und E. Schweidler. Radioaktive Strahlungen und Umwandlungen von St. Meyer und E. Schweidler. Lehre vom Licht. Entwicklung der Wellenlehre des Lichtes von O. Wiener. Neuere Fortschritte der geometrischen Optik von O. Lummer, mit Zusätzen von M. von Rohr. Spektralanalyse von F. Exner. Struktur der Spektrallinien

von E. Gehrcke. Magnetooptik von P. Zeemann. Quantentheorie, Atombau und Spektrallinien von H. A. Kramers. Allgemeine Gesetze und Gesichtspunkte. Verhältnis der Präzisionsmessungen zu den allgemeinen Zielen der Physik von E. Warburg. Die Erhaltung der Energie und die Vermehrung der Entropie von F. Hasenörl †, neubearbeitet von H. Mache. Das Prinzip der kleinsten Wirkung von M. Planck. Die Relativitätstheorie von A. Einstein. Phänomenologische und atomistische Betrachtungsweise von W. Voigt. Verhältnis der Theorien zueinander von M. Planck.

Naturgemäß werden bei dieser Aufteilung des Stoffes manche wichtigen Fragen von verschiedenen Autoren besprochen. Dies ist als ein besonderer Reiz des Buches zu bezeichnen, besonders, wenn es sich um so allgemein interessierende Probleme handelt, wie z. B. das des Äthers, dem Wiechert in dem — allerdings nicht gerade allgemeinverständlichen — ersten Artikel (Mechanik im Rahmen der allgemeinen Physik) „die Übermacht gegen die Materie" zuspricht, während Einstein in seiner populären Relativitätstheorie ausdrücklich auf die Einführung eines Lichtäthers verzichtet (S. 788), „der ohnehin nur nutzloses Beiwerk der Theorie war, seitdem man auf eine mechanische Deutung des Lichtes verzichtet hatte"; auch H. A. Lorentz (S. 366) und O. Wiener (S. 621) äußern sich zu dieser Frage, jeder in etwas anderer Weise. Die Atomistik, die Molekular- und die Elektronentheorie werden in den verschiedenen Artikeln behandelt und von allen Seiten beleuchtet; ihrer Begründung sind besondere Artikel gewidmet. Auch das Eingreifen der Quantentheorie in die Physik findet sich naturgemäß in verschiedenen Artikeln, besonders der in der zweiten Auflage neu hinzugekommene von H. A. Kramers gibt ein eindrucksvolles Bild der neuen durch die Quantentheorie für den Atombau gewonnenen Erkenntnisse. Im übrigen trägt allerdings nach Meinung des Referenten die neue Auflage den großen Fortschritten der Physik im letzten Dezennium nicht durchweg genügend Rechnung, obwohl etliche Artikel Neubearbeitungen erfahren oder wenigsten Zusätze erhalten haben, besonders die Artikel, deren Verfasser inzwischen gestorben sind. Viele werden z. B. den der Radiotechnik gewidmeten Raum als zu eng empfinden und über die physikalischen Grundlagen moderner technischer Hilfsmittel, wie z. B. der Luftschiffahrt gern mehr erfahren wollen. Andere mögen anderes vermissen, aber das sind nur Einzelheiten. Tatsächlich ist der Inhalt des Werkes so reichhaltig, sind die meisten wenn auch nicht alle Artikel so leicht verständlich und doch so gründlich, daß jeder wissenschaftlich Gebildete eine Fülle neuer Erkenntnisse und reicher Anregungen daraus schöpfen wird. Ein ausführliches Namen- und Sachregister, sowie kurze Betitelungen der Unterteile, die am Kopf und am Rande der Seiten vermerkt sind, ermöglichen das rasche Auffinden bestimmter Probleme. Dem Verlag gebührt für den trefflichen Druck und die mustergiltige Ausstattung des Werkes der Dank des Lesers.

R. Ladenburg.

Chwolson, O. D., **Die Evolution des Geistes der Physik 1873—1923.** (Aus dem Russischen übersetzt von V. R. Bursian.) VI, 197 S. Fr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1925. Gah. Rm. 10,—, geb. Rm. 12.—.

Um zu einem Vergleich der Physik vor 50 Jahren mit der heutigen zu kommen, skizziert Chwolson in klarer, knapper Auswahl und in ebensolcher Gedankenführung das physikalische Weltbild von 1873 und das von 1923. Streng bemüht, weder eine Geschichte der Physik im letzten Halbjahrhundert, noch ein Lehrbuch von heute oder damals zu schreiben, setzt der Verfasser beide Anschauungsbilder nacheinander auf 180 Seiten mosaikartig aus den jeweils zur Verfügung stehenden Bausteinen znsammen, um dann — auf 16 Seiten — das eigentliche Thema des Buches zu behandeln und — je nach der Einstellung zu seiner Fragestellung — zu lösen oder nicht zu lösen. Er kommt dabei zu dem Ergebnis, daß sich in die Physik der letzten Jahrzehnte etwas hineingeschlichen habe, was der alten fremd gewesen sei: die unverständliche Hypothese. Das soll in erster Linie die durch die Hertzschen Versuche populär gemachte Maxwellsche Theorie des elektromagnetischen Feldes und später die Quantentheorie von Planck und Einstein mit sich gebracht haben. Den mutmaßlichen Grund für die Unverständlichkeit der Hypothesen der genannten Theorien sieht Chwolson in der Beschränktheit unserer menschlichen Sinnesorgane. Das frühere — mechanische — Weltbild war in seinen Voraussetzungen „verständlich", weil uns „Kraft" und „Bewegung" vom Muskelgefühl her bekannt und — vertraut sind. Für die Hypothese des elektromagnetischen Feldes und der Quantentheorie gilt ein gleiches nicht.

Mit eigenartiger Klarheit sieht der Verfasser nicht nur die dunklen Punkte im heutigen theoretischen Weltbild, sondern auch die Schwächen des Gedankenganges, durch den er das Thema zu erschöpfen hofft. Er verwahrt sich deshalb auch im Vorwort und im Text durch Vorwegnahme gegen alle auf der Hand liegenden Einwände. Sie seien deshalb unterdrückt. Nur eins sei zur Beurteilung des Buches hervorgehoben: die starke Diskrepanz zwischen dem breiten Raum an vorbereitenden Tatsachen und der Kürze der Kapitel, die dem Buch den Titel gegeben haben. Und in ihr sehen wir gerade die Wurzel des nicht geringen Wertes des Chwolsonschen Buches: nicht die anhangweise Behandlung des eigentlichen Themas, sondern gerade die vorbereitenden 180 Seiten geben dem Buch seinen didaktischen Reiz und seine unbedingte Lesenswürdigkeit. Die russische Breite, mit der der Leser vorbereitet wird für die lapidare Kritik Chwolsons an der Entwicklungsrichtung der heutigen Physik, bietet für den Lernenden, in erster Linie für den Studenten, eine mustergültige Einführung in die Wandelbarkeit menschlicher Erkenntnisse und zugleich zwischen der Scylla der „Geschichte" und der Charybdis eines „Lehrbuches" einen zuverlässigen Wegweiser zu dem Reichtum der Physik der letzten 50 Jahre, bei dem man auf Schritt und Tritt die Qualität des Führers spürt. Um dieser 180 Seiten willen möchten wir das Buch in der Hand eines jeden Jüngers der Naturwissenschaften sehen. Zum Thema selbst, den letzten 16 Seiten, dünkt uns manche deusche Schrift (z. B. Graetz, Alte Vorstellungen und neue Tatsachen der Physik, 1925) ungleich tiefer.

Die Übersetzung durch V. R. Bursian ist so vollkommen, als wäre das Buch ursprünglich deutsch geschrieben.

O. v. Auwers.

Strecker, K., **Hilfsbuch für die Elektrotechnik.** 10., umgearb. Aufl., Starkstromausgabe. XII, 739 S., 560 Abb. Julius Springer, Berlin. 1925. Geb. Rm. 13,50.

Die Neuauflage des Streckerschen Hilfsbuches ist ein schönes Zeichen, daß die Nöte der Inflationszeit auch in der wissenschaftlichen Literatur allmählich überwunden werden. Der Herausgeber konnte nicht nur wieder dazu übergehen, in seinem Buch die gesamte Elektrotechnik zu behandeln, sondern darüber hinaus wurde es möglich, den Inhalt wesentlich zu erweitern und auf den neusten Stand der Technik zu ergänzen.

Der vorliegende Starkstromband bringt nach einer reichen Zusammenstellung der mathematisch-physikalischen Hilfsmittel einschließlich der Nomographie eine umfassende Beschreibung der üblichen elektrischen Meßinstrumente und Verfahren, sowie deren Ausgestaltung für technische Messungen an Maschinen und Anlagen aller Art. Auf diesen Grundlagen schildern sorgfältige Definitionen die Physik, Rechnungsformeln und Hinweise auf günstige Gestaltung die Technik des Starkstromes in allen seinen Verwendungszweigen. Stromerzeugende, umformende Maschinen und Elektromotoren werden in Wirkungsweise und Aufbau dargestellt. Hiernach lernen wir die Hauptgesichtspunkte für die Projektierung der Kraftwerke kennen; sie

setzen enge Vertrautheit mit maschinenbaulichen Fragen einerseits, wirtschaftlichen Erwägungen andererseits voraus. Ebenso sind es namentlich ökonomische Überlegungen, welche die Wahl des Verteilungssystemes beherrschen. Die Grenzen, welche der Technik hier aus Gründen der öffentlichen Sicherheit gezogen sind, werden uns in Form der VDE-Normen genannt. In einem weiteren Kapitel kommt die Verwendung der Elektrizität zu Zwecken des Maschinenantriebes in den wichtigsten Sondergebieten zur Sprache: Bergwerke, Walz- und Hüttenbetriebe, Hebezeuge, Fabrikanlagen, landwirtschaftliche Betriebe und Bahnen werden kritisch gewürdigt. Die folgenden Abschnitte vermitteln die Grundlagen der Beleuchtungs- und Wärmetechnik, der Elektrochemie und der vielfältigen Anwendung der Elektrizität auf Schiffen. Das letzte Kapitel endlich gibt eine Übersicht über die mannigfachen Störungen atmosphärischer Natur und verwandter Ursachen in elektrischen Leitungen samt den Mitteln zu ihrer Bekämpfung.

Die Namen der Bearbeiter bürgen dafür, daß alles Gebotene vollwertig ist. Dennoch aber oder gerade deshalb sollen einige Wünsche nicht unterdrückt werden, die der technisch-physikalisch eingestellte Benutzer des Buches gern erfüllt sähe. So würde die Tabellensammlung durch eine Tafel der überaus oft vorkommenden natürlichen Logarithmen bereichert werden. Im Abschnitt über veränderliche Ströme sähe man gern das Gebiet der Ausgleichserscheinungen erweitert, etwa Kurzschlußvorgänge in Maschinen und Netzen oder die verwickelten Vorgänge in Hochleistungsschaltern behandelt, die in letzter Zeit so wichtig geworden sind; dagegen könnte man in diesem Starkstrombande auf die Theorie der Kettenleiter wohl verzichten. Im Zusammenhang hiermit steht die Erdstromfrage, deren Behandlung vielleicht in einer künftigen Auflage möglich wäre.

Auch in seiner jetzigen Form wird das vorzüglich ausgestattete Buch dem auf elektrotechnischem Gebiete arbeitenden technischen Physiker ein unentbehrliches Hilfsmittel sein. In diesem Zusammenhange seien als besonders wertvoll die zahlreichen Literaturangaben genannt, die über den Rahmen des Hilfsbuches hinaus ein vertieftes Eindringen in die einzelnen Fachgebiete möglich machen.

F. Ollendorff.

Grossmann, G., **Physikalische und technische Grundlagen der Röntgentherapie.** 9. Sonderband zu „Strahlentherapie" herausg. von H. Meyer-Bremen u. a. VIII, 300 S., 207 Abb. i. T. Urban & Schwarzenberg, Berlin 1925. Geh. Rm. 13,50, geb. Rm. 16,50.

Dem Titel gemäß gliedert sich das Buch in zwei Teile. Der erste, physikalich-technische Teil muß in bezug auf die physikalische Darstellung von dem Standpunkt aus bewertet werden, daß sich der Verf. an den praktischen Röntgentherapeuten sowie den Physiker und Techniker wendet, der sich mit Röntgentechnik befaßt. Deshalb treten theoretische Erörterungen zurück; mathematische Ableitungen sind in Fußnoten verlegt. Die Abfassung des Buches fiel in die Zeit der Entdeckung des Comptoneffektes, dessen weitgehender Einfluß auf die Physik der Röntgenstrahlen eine Erweiterung eines Teiles der Ausführungen in der Korrektur nötig machte. Das wichtige und schwierige Kapitel der Absorption und Streuung von Röntgenstrahlenenergie wurde möglichst ausführlich behandelt. Von besonderem Interesse sind die röntgenphysikalischen Meßverfahren, die hier eine bei knapper Darstellungsform doch vollständige Behandlung erfahren haben. Gesondert von den Methoden zur Messung von Dosen und Intensitäten sind diejenigen zur Messung der Strahlenqualität beschrieben.

Der zweite, technische Teil gibt zunächst eine Übersicht über die verschiedenen Typen von Röntgenröhren und wendet sich dann den Apparaten zu, die dem Betrieb der Röhren dienen. Unter ihnen sind in erster Linie die Apparate zu nennen, die eine kontinuierliche, nahezu konstante Gleichspannung erzeugen. Über Störungen und ihre möglichen Ursachen ist eine instruktive Übersicht gegeben. In dem anschließenden Kapitel finden sich Angaben über die für den mit Röntgenstrahlen längere Zeit arbeitenden Ingenieur oder Physiker wichtigen Schutzvorrichtungen, an die mit steigenden Röhrenleistungen immer höhere Anforderungen gestellt werden müssen. Das letzte Kapitel enthält die Darstellung der in der Praxis gebräuchlichen Meßverfahren und Meßgeräte. Ein reichhaltiges Namen- und Sachregister erleichtert den Gebrauch des Werkes, das in besonders eindringlicher Weise zeigt, wie durch eine infolge hoher praktischer Bedeutung rasch entwickelte Technik ihrerseits wieder der rein wissenschaftlichen Forschung wertvolles Werkzeug in die Hand gibt. Unter Büchern ähnlichen Inhalts nimmt die vorliegende Schrift zweifellos eine besondere Stellung ein. Die prägnante z. T. neuartige Darstellung mit zahlreichen Literaturhinweisen im Text und die sorgfältig ausgewählten, sauberen und klaren Abbildungen werden durch die gute Ausstattung, die der Verlag dem Werk angedeihen ließ, wirksam unterstützt. R. Jaeger.

Löwe, Fritz, **Optische Messungen des Chemikers und des Mediziners.** „Technische Fortschrittsberichte". Bd. VI. Herausg. v. B. Rassow. XI, 166 S., 34 Abb. i. T. Theodor Steinkopf, Dresden und Leipzig. 1925. Geh. Rm. 6,—, geb. Rm. 7,20.

Nach dem Vorwort des Herausgebers sollen diese Chemisch-Technischen Fortschrittsberichte den Leser in kurzer, übersichtlicher Form über die neueren Vorgänge in den einzelnen Zweigen der chemischen Technik unterrichten, weil die großen Handbücher und auch die kürzeren Lehrbücher je nach dem Erscheinen der letzten Neuauflage mehr oder weniger in der Zeit etwas zurück seien. Zwar sind auch in Zeitschriften öfter zusammenfassende Berichte zu finden, doch seien diese meist wieder zu speziell.

Man kann wohl sagen, daß das Buch von Löwe hier tatsächlich eine Lücke ausfüllt, wenn es den bisher außerordentlich zerstreuten Stoff sammelt. Man ist immer wieder erstaunt, wieviel doch seit 1914 (so weit geht etwa das Material im Durchschnitt zurück) auf diesen Gebieten gearbeitet worden ist und freut sich zu sehen, wie verfeinert die optischen Methoden auch auf den entlegenen Gebieten geworden sind und wie weit verzweigt ihr Anwendungsgebiet geworden ist.

Die Spektrochemie und Polarimetrie, die natürlich auch zu den optischen Messungen des Chemikers und Mediziners gehören, läßt Löwe bei Seite, da hierüber gute, neue Einzeldarstellungen vorhanden sind und behandelt nur 1. Spektroskopie, 2. Refraktrometrie, 3. Interferometrische Meßmethoden. Als besonders wichtig seien die eingehende Behandlung der „beständigen" Linien Hartleys und die „letzten" Linien de Gramonts hervorgehoben. Dinge, die bei uns in Europa lange Zeit fast unbekannt geblieben sind, aber im Kriege von unseren Feinden oft mit großem Nutzen verwandt wurden. Erwähnt seien ferner noch die Refraktrometrie der Öle, Fette und Wachsarten, ebenso der Zuckerindustrie und des Gärungsgewerbes, sodann die optische Untersuchung von Milch und Butter, von Magensaft und Blutbestandteilen. Auch die Abwehrfermente lassen sich refraktrometrisch nachweisen. Auf Interferenzmethoden beruhen z. B. die Grubengasmesser, und die Untersuchung des Trinkwassers. Die interferometrische Bestimmung des Salzgehaltes des Seewassers erlaubte die Feststellung der feinsten horizontalen und vertikalen Meeresströmungen. Entsprechend konnte man z. B. den Verlauf des Rheines durch den Bodensee hindurch verfolgen.

Aus dieser auszugsweisen Inhaltsangabe geht wohl zur Genüge die außerordentliche Reichhaltigkeit des Buches hervor, die Fülle von Stoff, die Löwe, gestützt auf seine Erfahrungen im Zeisswerk, hier zusammengetragen hat. Für jeden, der bereits über die grundlegenden Kenntnisse verfügt, wird das Buch von größtem Nutzen sein, zumal es leicht faßlich geschrieben und übersichtlich angeordnet ist.

Wenn freilich der Herausgeber meint, daß der stu-

dierende Chemiker sich bei knappen Geldmitteln lieber einige Bändchen Fortschrittsberichte kaufen soll, als ein größeres Handbuch, so kann der Referent dem nicht zustimmen. Derartige Fortschrittsberichte, und mögen sie wie das vorliegende Buch von Löwe noch so vortrefflich geschrieben sein — können, besonders für den Studierenden, ein Handbuch niemals ersetzen. Um Fortschritte würdigen zu können, muß man erst den bisherigen Stand kennen. F. Jentzsch.

Schreiber, Paul, **Wärmemechanik wasserhaltiger Gasgemische mit den Hilfsmitteln der Flächennomographie bearbeitet.** VIII, 193 S., 34 Rechentaf. und 3 Instrumentenskizzen. Fr. Vieweg & Sohn, Braunschweig. 1925. Geh. Rm. 14,—.

Das Buch stellt eine praktische Anwendung der in den „Grundzügen einer Flächennomographie", Braunschweig 1921, ausgearbeiteten flächennomographischen Methoden Schreibers dar.

Es wendet sich weniger an die mathematisch Interessierten, da die einfachen Verhältnisse der Gasthermodynamik wenig geeignet sind, mathematisch-nomographisch interessante Beispiele zu erläutern. Es stellt vielmehr ein Hilfsbuch für denjenigen Praktiker dar, der viel Rechenarbeit auf dem Gebiete der Wärmelehre trockner und feuchter Gase zu leisten hat.

Die in der Einleitung Seite 1 gegebene Gegenüberstellung von gesättigten und ungesättigten Dampf-Gas-Gemischen, der Vergleich mit dem Unterschied der 3 Aggregatzustände hat nach Ansicht des Referenten keine Berechtigung und könnte höchstens zu mißverständlichen Auffassungen des sonst klar disponierten Werkes führen. Mit dem gleichen Recht könnte man den Grenzfall Eis-Wasser oder Eis-Dampf als besondere Zustandsform auffassen.

Als einen Mangel wird der Chemiker die ängstliche Vermeidung des Molbegriffes auffassen, der gerade in der Gaschemie so unendlich viel praktischer ist als die Beziehung auf gleiche Gewichtsmengen. Dank Helbigs neuer Verbrennungsrechnung hat sich auch der chemisch weniger vorgebildete Praktiker mehr und mehr an diese nur scheinbare Komplikation gewöhnen müssen. Im Widerspruch dazu steht der besonders begründete Standpunkt des Verfassers.

Von den vielen Einzelheiten, die unmöglich erwähnt werden können, sei nur als symtomatisch die Rechnung über die Zusammensetzung der Luft (Seite 65 und 66) hervorgehoben. Schreiber findet aus dem Gewicht der Luft und den Gewichten der Bestandteile einen Sauerstoffgehalt von 22 Vol.%, obgleich allgemein bekannt sein dürfte, daß trockene Luft 20,9 % Sauerstoff enthält. Das Mißverständnis scheint durch die Nichtberücksichtigung des Argongehaltes bei einigen der Rechnung zugrunde gelegten Zahlen entstanden zu sein. Der logisch richtigere Weg wäre ohne Zweifel die chemische Analyse der Luft gewesen und nicht die mehr oder weniger theoretisch gewonnenen Zahlen, die obendrein noch zu Fehlschlüssen führten.

Abgesehen von diesen unwesentlichen Einwänden, dürfte das Buch für viele, die sich mit dem behandelten Gebiete beschäftigen, ein unentbehrliches Hilfsmittel darstellen. Es ist das Resultat jahrzehntelanger Arbeit des in hohem Alter verstorbenen Verfassers und entspricht daher in seiner Vielseitigkeit und Durcharbeitung, speziell, was das Zahlenmaterial betrifft, einem Bedürfnis. H. Grüß.

Beyersdorfer, P., **Staubexplosionen.** 125 S., 14 Abb. i. T. Theodor Steinkopf, Dresden u. Leipzig. 1925. Geh. Rm. 5,50, geb. Rm. 7,—.

Eine zusammenfassende Darstellung der Bedingungen und des Wesens von Staubexplosionen sowie der Mittel zu ihrer Verhütung oder Abschwächung ist im Interesse der mannigfaltigen von der Gefahr solcher Explosionen bedrohten lebenswichtigen Industriezweige zu begrüßen. Auch im Kreise der für die technischen Anwendungen physikalischer Erkenntnisse interessierten Physiker dürften die eigenartigen Verhältnisse und Vorgänge, die bei Staubexplosionen in Frage kommen, ein reges Interesse beanspruchen. Hat doch kein Geringerer als Michael Faraday zuerst den Kohlenstaub als Hauptursache der verhängnisvollen Wirkung einer Grubenexplosion erkannt.

Das vorliegende Buch behandelt den Gegenstand in einer klaren und gut geordneten Darstellung, welche alle wesentlichen physikalischen und technischen Gesichtspunkte berücksichtigt, die sich auf Staub und die Explosionsfähigkeit von Staub-Luftgemischen beziehen. Die elementaren theoretischen Betrachtungen, wie sie zumeist von G. Jaeckel herrühren, sind klar durchgeführt. Während indessen die Berechnungsweise der gefährlichen unteren Konzentrationsgrenze einleuchtet, kann ich den Ansatz für die Berechnung der gefährlichen Raumladung elektrisch aufgeladenen Staubes nicht als zutreffend anerkennen: Die in einer Staubwolke angehäufte elektrische Energie ist doch nicht erst dann gefährlich, wenn sie der zur Entzündung der ganzen Staubwolke nötigen Energie gleichkommt. Dies braucht doch nur für ein verhältnismäßig kleines Teilvolumen der Fall zu sein. Die in diesem Teilvolumen sich umsetzende elektrische Energie kann dann die Explosion des Teilvolumens bedingen und, wenn die vom Verf. berechnete gefährliche Konzentration des Staubes vorhanden ist, kann die bei der Explosion des Teilvolumens freiwerdende Wärmemenge die weitere Explosion der benachbarten Volumenelemente auslösen, ohne daß diese eine zu ihrer Entzündung ausreichende elektrostatische Energie zu besitzen brauchen. Mir erscheint daher dieser Einwand einer Erörterung und der in Frage stehende Ansatz einer Revision zu bedürfen, zu welcher eine dem Buche zu wünschende baldige Neuauflage Veranlassung geben möge.

Außer durch die gute Disposition des Buches, die klare Unterscheidung der Gefahren des schwebenden und ruhenden Staubes, ist das Büchlein besonders wertvoll durch die ausführliche Darstellung der zur Untersuchung der Explosionsgrenzen und der Entzündungstemperatur von Staub verschiedenster Herkunft angewandten Versuchsanordnungen und der eigenen Arbeiten des Verf. auf diesem Gebiet. Auch die am Schluß jedes Kapitels sorgfältig zusammengetragene verhältnismäßig umfangreiche Literatur des In- und Auslandes, die sich auf den Gegenstand bezieht, erhöht den Wert des Buches. E. Bolle.

Nesper, E., **Lautsprecher.** Bibliothek des Radioamateurs Bd. 20. VI, 133 S. Julius Springer, Berlin 1925. Geh. Rm. 3,30, geb. Rm. 4,20.

Nach einigen zweckdienlichen Angaben über die Tonleiter, sowie über die Zusammensetzung der Vokale und Konsonanten bringt das Buch im wesentlichen eine Beschreibung einer größeren Zahl von auf dem Markt befindlichen Lautsprechern. Durch viele Abbildungen und Konstruktionszeichnungen werden die oft sehr zahlreichen Modifikationen, die von ein und demselben Apparattyp von den verschiedenen Firmen mit mehr oder weniger Erfolg durchgebildet wurden, bequem erläutert. Am weitesten vorgeschritten zeigen sich die amerikanischen Anordnungen, bei denen bereits für große Häuser und Hotels eine Zentralempfangsanlage mit Lautsprecheranschlüssen durch Steckdosen in den Zimmern zu finden sind. Die besonderen Maßnahmen, die für Großlautsprecherbetrieb insbesondere auch für Betrieb im Freien bei Volksversammlungen usw. zu treffen sind, werden besprochen und die Anordnungen in Bildern gezeigt. Es folgen dann noch einige Angaben über die Lautsprecherverstärker nebst zugehörigen Schaltskizzen.

Die mehr theoretischen Erläuterugen die das Buch über die Wirkungsweisen der verschiedenen Teile der Lautsprecheranordnung gibt, sind z. T. nur mit Vorsicht zu verwerten; auch sind eine größere Zahl von zumindest unklar ausgedrückten Stellen vorhanden. Dies mag wohl zum Teil damit zusammenhängen, daß jetzt immer noch



im allgemeinen große Unklarheiten auf dem vorliegenden Gebiet bestehen, die durchaus nicht gerechtfertigt sind, und die durch die vielen, die sich berufen fühlen, auf dem Lautsprechergebiet zu arbeiten und Urteile abzugeben, in die Sache hineingebracht worden sind. In Wirklichkeit sind die dem Lautsprecherbau zugrunde liegenden physikalischen Erkenntnisse tatsächlich recht einfach, so daß es sich im Grunde nur darum handelt, die seit langem bekannten Konstruktionselemente zu einer wohldurchdachten Konstruktion zusammenzufassen. E. Gerlach.

Hausen, H., **Der Thomson-Joule-Effekt und die Zustandsgrößen der Luft bei Drucken bis zu 200 at und Temperaturen zwischen + 10° und — 175° C.** (Forschungsheft 274). 8°. IV, 48 S. 13 Abb., 7 Taf. und 12 Zahlentaf. V. D. I.-Verlag, Berlin. 1926. Geh. Rm. 8,—.

Die Versuche des Verfassers knüpfen an die Arbeiten von Vogel und Noell an, von denen der erste den differentialen Thomson-Joule-Effekt der Luft bei 10° C für Drucke bis zu 150 at untersuchte und der zweite ebenfalls bei Drucken bis zu 150 at den Temperaturbereich bei seinen Messungen von — 55° bis + 250° C untersuchte. Im ersten Teil der Arbeit werden die Versuchsanordnung und die Meßeinrichtungen genau beschrieben. Im Drosselapparat wird die Luft um 6 at entspannt. Diese Entspannung ist klein genug, um den dabei auftretenden Thomson-Joule-Effekt als differentialen Effekt ansprechen zu können. In zwei Tafeln sind die gemessenen Werte des Thomson-Joule-Effektes graphisch dargestellt, einmal als Isobaren in Abhängigkeit von der Temperatur, dann auch als Isothermen in Abhängigkeit vom Druck. Aus diesen Tafeln geht auch die Inversionskurve sofort hervor. Im zweiten Teil werden aus dem differentialen Thomson-Joule-Effekt durch graphische Methoden der integrale Effekt, der Wärmeinhalt i, die spez. Wärme c_p, die Entropie s und das spez. Volumen v ermittelt. Daraus ergeben sich dann die verschiedenen Diagramme (i/T; c_p/T; T/s; i/s; pv/p), die dem Forschungsheft beigegeben sind. Zum Schluß werden die vom Verfasser gemessenen bzw. aus den Messungen abgeleiteten Werte mit den Ergebnissen anderer Forscher verglichen und eine gute Übereinstimmung festgestellt. K. Nesselmann.

Physikbüchlein. Ein Jahrbuch der Physik, herausg. v. W. Bloch. 80 S. Franckhsche Verlagshandlung, Stuttgart. 1926. Geh. Rm. 1,50.

Der dritte Jahrgang des Blochschen Physikbüchleins bringt neben einer Übersicht über die physikalische Ernte des Jahres 1925 Aufsätze über das Elektron, den Magnetismus, das Dreikörperproblem, optisches Glas usw. Im übrigen sei auf die Besprechung des vorigen Jahrgangs verwiesen, die auch hier ihre Gültigkeit hat. O. v. Auwers.

Technisch-Wissenschaftliche Rundschau.

Preisausschreiben des Vereins deutscher Ingenieure.

Der wissenschaftliche Beirat des VDI. hat Anfang 1925 ein Preisausschreiben in Höhe von 5000,— Rm. zur kritischen Sichtung der Literatur über Verfahren zur Messung mechanischer Schwingungen erlassen. Bis zum gesetzten Termin waren vier Bewerbungen und eine Zuschrift zu diesem Preisausschreiben beim Wissenschaftlichen Beirat eingegangen. Das aus den Herren Geheimrat Lippart-München, Kurator des Vereins Deutscher Ingenieure, Professor W. Hort-Berlin, Obmann des Ausschusses für Schwingungen, und Direktor Hahnemann-Berlin, bestehende Preisgericht hat am 9. November seine Sitzung abgehalten, nachdem die Mitglieder die eingegangenen Bewerbungen durchgearbeitet hatten. Von den Bewerbungen wurde die Arbeit mit dem Stichwort „Hose“ und die Arbeit mit dem Stichwort „Pantoskop“ mit Preisen bedacht, die übrigen Arbeiten genügten nicht den Anforderungen. Die Arbeit „Hose“ ist sehr eingehend und umfangreich. Verfasser ist Herr Dr.-Ing. Hermann Steuding in Breslau in Verbindung mit Herrn Ing. Hugo Steuding in Breslau. Ihm wurde der erste Preis in Höhe von 3000,— Rm. zuerkannt. Verfasser der Arbeit „Pantoskop“ ist Herr Dr.-Ing. Werner Kniehahn in Berlin; ihm wurde der zweite Preis in Höhe von 1000,— Rm. bewilligt.

Personalnachrichten.

Berlin. Prof. Dr. Fassbender von der Technischen Hochschule Charlottenburg ist als Abteilungsleiter in die Deutsche Versuchsanstalt für Luftfahrt in Berlin-Adlershof eingetreten.

Gesellschaftsnachrichten.

Deutsche Gesellschaft für technische Physik e. V.

Bericht über die 7. Jahrestagung vom 19. bis 25. September 1926 und 8. Hauptversammlung am 19. September 1926 in Düsseldorf.

Die diesjährige Jahrestagung fand wieder im Rahmen der Versammlung Deutsch r Naturforscher und Ärzte in Düsseldorf statt. Die Sitzungen der Gesellschaft hatten eine bemerkenswerte Höhe hinsichtlich der Reichhaltigkeit des Programms und der Güte des Dargebotenen; auch machte sich der Einfluß langjähriger Erziehungsarbeit wohltuend bemerkbar insofern, als es kaum mehr nötig war, die Redner an den Ablauf der vorgegebenen Zeit zu erinnern oder besondere Abgabe des Manuskripts zu verlangen. Es wurde daher auch das Sitzungsprogramm, wie üblich, glatt und programmgemäß erledigt.

Die Vortragsgebiete waren dieses Mal beschränkt auf: Mechanik, Thermodynamik, Optik, Schwachstromtechnik, Elektrische Wellen, Metallforschung, Ionen und Fortschritte der Strahlungslehre, in teils gemeinsamen, teils fachlichen Sitzungen. Besonderen Dank sprechen wir auch an dieser Stelle dem Einführenden, Professor Dr. Rogowski und den Schriftführern Dr. Schack, Dr. Schmidt, Dr. Mosler für ihre mühevolle Tätigkeit und gute Vorbereitung der Tagung aus. Die Gegenstände, über die gesprochen wurde, sind die folgenden:

Gemeinsame Eröffnungssitzung mit der Physikalischen Gesellschaft.
Montag, nachmittags 3 Uhr. Vorsitzende: Prof. Dr. Konen und Prof. Dr. Mie.

I. Ionen.

1. W. O. Schumann, München: Elektrischer Durchschlag durch Gase.
2. R. Seeliger, Greifswald: Theorie der elektrischen Gasreinigung.
3. W. Deutsch, Frankfurt a. M.: Die praktische Durchführung der elektrischen Gasreinigung.

Fachsitzung der Deutschen Gesellschaft für technische Physik, Mittwoch nachmittag 2 Uhr. Vorsitzender: Prof. Dr. Rogowski

II. Mechanik.

4. H. Hort, Essen: Über neuere dynamisch-statische Auswuchtmaschinen.
5. F. Trendelenburg, Berlin: Über Richtwirkung von Kolbenmembranen.

III. Thermodynamik.

6. Schmidt, Düsseldorf: Über ein Verfahren zur Messung von Gastemperaturen.
7. Fischer, Berlin: Hochfrequenzinduktionsschmelzofen.
8. W. Jubitz, Berlin: Einfluß der Bearbeitung auf den thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Metallen.
9. V. Fischer, Frankfurt: Beiträge zur Thermodynamik in veränderlichen Massen nebst Anwendungen.



IV. Optik.

10. Kühl, München: Über die visuelle Leistung von Fernrohren und Feldstechern.
11. L. Bloch, Berlin: Das Dreifarbenmeßverfahren und seine Anwendungsgebiete.
12. J. Teichmüller, Karlsruhe: Die physikalischen Grundlagen der Lichtmessung.

Gemeinsame Sitzung mit der Physikalischen Gesellschaft und der Abteilung für Physikalische Chemie, Donnerstag vormittag 9 Uhr.
Vorsitzender: Prof. Dr. Körber.

V. Metallforschung.

13. E. H. Schulz, Dortmund: Metallforschung in der Industrie.
14. R. Becker, Berlin: Theorie der Verformung und Verfestigung.
15. F. Koref, Berlin: Über den Einfluß der Kristallstruktur auf die Formbeständigkeit von Wolframleuchtkörpern.
16. A. Smekal, Wien: Zur Molekulartheorie der Festigkeit und der Verfestigung.
17. G. Tammann, Göttingen: Über Kristallitenorientierung in Metallstücken.
18. W. Hausser, Berlin: Einkristalle.
19. Duhme und A. Lotz, Berlin: Beiträge zur Frage Gold aus Quecksilber.

Gemeinsame Sitzung mit der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Donnerstag nachmittag 3 Uhr.
Vorsitzender: Dr. A. Schmidt u. Dr. K. Hausser.

VI. Neuere Fortschritte in der Strahlungsforschung.

20. A. Schack, Düsseldorf: Gasstrahlung.
21. H. Geiger, Kiel: Comptonstrahlung.
22. R. Glocker, Stuttgart: Röntgenstrahlung.
23. S. Strauß, Wien: Das Mecapion, ein neuer Röntgendosiszähler.
24. O. Berg, Berlin: Aufhellungslinien im Röntgenspektrum in Abhängigkeit von der Gitterstruktur.
25. Beuthe, Berlin: Untersuchung der Aufhellungslinien im Röntgenspektrum für verschiedene Kristalle.
26. H. Behnken u. R. Jaeger, Berlin: Die deutsche Einheit der Röntgenstrahlendosis.

Gemeinsame Sitzung mit der Heinrich-Hertz-Gesellschaft, Freitag vormittags 9 Uhr.
Vorsitzender: Präsident K. W. Wagner u. Prof. Dr. Zenneck.

VII. Elektrische Schwingungen.

27. J. Zenneck, München: Über die Ausbreitung elektrischer Wellen.
28. A. Meißner, Berlin: Über piezoelektrische Kristalle bei Hochfrequenz.
29. H. Barkhausen, Dresden: Ein neuer Lautstärkemesser für die Praxis.
30. Kummerer, Berlin: Moderne Röhrensender, insbesondere für kurze Wellen.
31. A. Korn, Charlottenburg: Drahtlose Bildtelegraphie.
32. W. v. Korschenewsky, Berlin: Ein Sendeverfahren für kurze Wellen.
33. Alberti, Berlin: Die Schwingungserzeugung bei Raumladegitterröhren.
34. F. Rother, Leipzig: Detektoruntersuchungen im extremen Vakuum.

Fachsitzung, Freitag nachmittags 3 Uhr,
Vorsitzender: Prof. Dr. Gehlhoff.

VIII. Schwachstromtechnik.

35. U. Meyer, Köln-Mülheim: Unterschiede zwischen Schwach- und Starkstromtechnik.
36. E. Meyer, Berlin: Über die Messung von Schallfeldern.
37. H. Sell, Berlin: Drei Demonstrationsversuche auf dem Gebiete der Schwingungstechnik.
38. Geffken und H. Richter, Leipzig: Ein neues Relais für extrem schwache Ströme und Vorführungen dazu.
39. K. Moeller, Berlin: Anwendung der Wheatstoneschen Brücke.

Am Sonntag, dem 19. September, fand eine Besprechung des Beirates, des Vorstandes und der Ortsgruppenvorstände statt, in der neben den in der Hauptversammlung den Mitgliedern vorzuschlagenden Maßnahmen und Anträgen auch einige andere wichtige Punkte vertraulich besprochen wurden.

Die Hauptversammlung wurde nach ordnungsmäßiger Einberufung am Sonntag, dem 19. September, vormittag 11 Uhr durch den Vorsitzenden eröffnet. Er begrüßte die anwesenden Vertreter befreundeter Vereine und Institute und die zahlreich erschienenen Mitglieder.

Der erste Vorsitzende, Herr Dr. Gehlhoff, erstattete den Geschäftsbericht. Der Mitgliedstand ist nicht unbeeinflußt geblieben von der wirtschaftlichen Depression des letzten Jahres, die viele zum Austritt bewogen hat. Auf der anderen Seite konnten diese Austritte durch Werbearbeit und durch Gründung einer neuen Ortsgruppe ausgeglichen werden. Die Gesellschaft hat zurzeit 1425 Mitglieder. Neugegründet wurde die Ortsgruppe Dresden am 15. März 1926.

Der Mitgliederbestand verteilt sich wie folgt:

Berliner Mitglieder	402	433 = 30,4 %
Berliner Firmen	31	
Auswärtige Mitglieder	175	237 = 16,9 %
Auswärtige Firmen	62	
Ausländische Mitglieder	51	54 = 3,9 %
Ausländische Firmen	3	

Ortsgruppen:

Baden-Pfalz	151	Mitglieder	701 = 49 %
Dresden	71	„	
Göttingen	18	„	
Halle	48	„	
Hamburg	25	„	
Hannover	31	„	
Hessen	109	„	
Jena	45	„	
Kiel	35	„	
Leipzig	41	„	
Rheinland-Westf.	90	„	
Wien	37	„	

Durch Tod verlor die Gesellschaft im vergangenen Jahre einige sehr wertvolle Mitglieder, und zwar:

Herrn Dr. phil. Hans Riegger, Berlin-Pankow, Breitestr. 19

Herrn Prof. Dr. O. Henker, Jena, Bismarckstr. 17.

Herrn Oberreg. Baurat Ernst Naeher, Dresden-A., Holbeinstr. 82 I

Die Gesellschaft wird ihr Andenken in Ehren halten!

Die finanzielle Lage der Gesellschaft hat sich auf gleicher Höhe wie im Vorjahre gehalten, d. h. man ist einigermaßen durchgekommen. Da jedoch die Ausgaben für die Zeitschrift für technische Physik und für die Physikalischen Berichte infolge stärkeren Zustromes an Arbeiten und Zunahme der Weltliteratur auf physikalischem und technisch-physikalischem Gebiet ständig wachsen, muß die Grundlage unserer Geldmittel stärker gesichert werden. **Der beste Weg hierzu ist die Vermehrung der Mitgliederzahl, aus welchem Grunde der Vorsitzende an alle Mitglieder die dringende Bitte richtet, neue Mitglieder zu werben.**

An Spenden flossen der Gesellschaft im vergangenen Jahre M. 6000,— seitens der Osram G. m. b. H. Kommanditgesellschaft zu, der auch an dieser Stelle gedankt wird.

Der Schatzmeister, Herr Dr. **Mey**, erstattete ausführlichen Kassenbericht. Gewinn- und Verlustrechnung 1925 wird wie folgt verlesen:

Gewinn- und Verlustrechnung für 1925.

Einnahmen	M	Pf	Ausgaben	M	Pf
Vortrag aus 1924	7035	96	Zahlung für Zeitschriften	14673	10
Beiträge	25150	62	Vorträge	2023	69
Verkauf von Wertpapieren	18559	60	Barausgaben, Porti und Gehälter	10169	59
Stiftung von Osram	6000	—	Bücher und Zeitschriften	195	20
Zahlungen von Vieweg	8862	65	für Heinrich Hertz-Denkmal	2000	—
Zinsen	3846	35	Ortsgruppen	468	—
			Ankauf von Wertpapieren usw.	34567	20
			Verschiedenes	1634	24
			Saldo	3724	16
	69455	18		69455	18

Die Vermögensaufstellung für den 31. Dezember 1925 gibt folgendes Bild:

Bestände	M	Pf	Verbindlichkeiten	M	Pf
Wertpapiere	7120	—	Rechnung bei Barth	7178	35
Guthaben bei Bank, Postscheckkonto usw.	29557	92	Ausstehende Rechnungen	500	—
Kasse	504	59			
Bestand an Zeitschriften	100	—			
Inventar	100	—			
Guthaben bei Vieweg	3040	69	Saldo	32744	85
	40423	20		40423	20

Hierzu erläutert der Schatzmeister das hohe Guthaben bei der Bank und auf dem Postscheckkonto, das seinen Grund darin hat, daß viele Mitgliedsbeiträge schon im Dezember eingegangen sind und daß außerdem hierin Reserven für die Ausgaben im Jahre 1926, insbesondere für Zeitschriften, Papierkauf usw. stecken.

Für 1927 wird folgender Voranschlag gegeben:

Einnahmen	M	Pf	Ausgaben	M	Pf
Mitgliedsbeiträge	21000	—	Zuschuß für Zeitschrift	17000	—
Stiftungen	6000	—	Porti, Gehälter usw.	8000	—
Zinsen	2000	—	Vorträge	3000	—
			Verschiedenes	1000	—
	29000	—		29000	—

In diesen Voranschlag sind M. 3000,— zur Unterstützung der Ortsgruppen für Vorträge eingesetzt. Der Bericht zeigt, daß der Voranschlag nur dadurch ausgeglichen werden kann, daß wiederum mit dem Eingang von Spenden gerechnet werden kann.

Für die Rechnungsprüfer Dr. F. **Schröter** und Dr. H. **Simon** erstattet Herr Dr. **Simon** den Bericht, wonach die Rechnungsprüfer alles in Ordnung befunden haben. Er beantragt, dem Vorstande Entlastung zu erteilen, welchem Antrage die Versammlung stattgibt.

Zum nächsten Punkt der Tagesordnung beantragt der Vorsitzende die Beschlußfassung über die Beiträge für das Jahr 1927. Er schlägt folgende Beiträge vor:

Für Groß-Berliner Mitglieder . M. 25,—
Für auswärtige Mitglieder . . . M. 18,—
Für ausländische Mitglieder . . $ 5,—

in der entsprechenden Landeswährung und die dreifachen Beiträge für Firmen und korporative Mitglieder. Die Versammlung stimmt den Vorschlägen zu.

Als Ort der Jahrestagung und Hauptversammlung für 1927 schlägt der Vorsitzende **Kissingen** vor, wo gemeinsam mit der Deutschen Physikalischen Gesellschaft der Physikertag abgehalten werden soll. Die Versammlung stimmt diesem zu.

Neuwahlen waren in dieser Hauptversammlung satzungsgemäß nicht vorzunehmen.

Am Freitag, dem 29. September 1926, schloß der Vorsitzende die Jahrestagung mit dem Dank an alle Vortragenden und Teilnehmer, sowie mit dem Wunsche, daß alle Beteiligten mit neuen Anregungen und großem Nutzen die Tagung verlassen und im nächsten Jahre recht zahlreich nach Kissingen kommen.

gez. Dr. G. **Gehlhoff**, 1. Vorsitzender. gez. Dr. K. **Mey**, Schatzmeister.

Es wird wiederholt darauf aufmerksam gemacht, daß Postsendungen, Zeitschriften usw. von einer ganzen Reihe von Mitgliedern mit dem Vermerk „unbekannt verzogen" zurückkommen. Wir bitten daher wiederholt um Aufgabe von Adressenänderungen an den Vorstand.

Das Büro unserer Gesellschaft befindet sich in Berlin W. 9, Linkstraße 33/34, 2 Treppen rechts. Telephon Lützow 2210.
Die Bürostunden sind: Montag bis Freitag von 9—4 Uhr, Sonnabends von 9—1 Uhr.
Alle Zuschriften an den Hauptverein (mit Ausnahme von Geldsendungen) sind dorthin zu richten. Geldsendungen sind ausschließlich an das Postscheckkonto der Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V. Berlin Nr. 28765 zu richten.

Allgemeine Vorstandsmitteilungen.

Zur Aufnahme in die Gesellschaft werden vorgeschlagen:

Ab 1927.

Seitens des Herrn Dr. H. Alterthum, Berlin:
Herr Dipl.-Ing. Curt Agte, Berlin-Halensee, Joachim-Friedrichstraße 38.
Herr Ing. Werner Fehse, Berlin-Lichterfelde, Marthastraße 2.
Herr Dr. Gerhard Heyne, Berlin-Lichterfelde, Parallelstraße 14b, Eingang Luisenstraße.
Herr Dr. Kurt Moers, Berlin-Charlottenburg, Schloßstraße 48.

Seitens des Herrn Valerian Bashenoff, Moskau:
Herr Wwedensky Boris Alexeewitsch, Moskau, 34 (4. S. S. K.), B. Afanasiewsky, 3. (Dozent an der staatlichen Universität zu Moskau.)

Seitens des Herrn Prof. Dr.-Ing. Erich Beckmann, Hannover:
Herr Dr.-Ing. Joachim Bubert, Assistent am Elektrotechn. Inst. der Techn. Hochschule, Hannover-Linden, Am Lindener Berge 5.

Seitens des Herrn Ernst Böhm, Würzburg:
Herr cand. phys. Hans Haas, Würzburg, Kaiserstr. 5 II.

Seitens des Herrn Dr. O. Emersleben, Kiel:
Herr Physiker Kurt Freitag, Kiel, Esmarchstraße 57.

Seitens des Herrn Dr. A. Ernst, Ludwigshafen a. Rh.:
Herr Dr. Fritz Gromann, Ludwigshafen a. Rh., Pfalzgrafenstraße 51.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Gehlhoff, Berlin-Zehlendorf:
Herr Dipl.-Ing. Dr. Victor Quittner, Wien I, Hohenstaufengasse 10.
Firma „Radiologie" Aktiengesellschaft, Berlin W 35, Kurfürstenstraße 146.
Herr Direktor F. Weckerle, Weißwasser O.-L., Osram Werk W.

Seitens des Herrn Dr. W. Grotrian, Potsdam:
Herr Dr. Gottfried Ramsauer, Potsdam, Astrophysikal. Observat. Telegraphenberg.

Seitens des Herrn Dr. K. W. Hausser, Berlin:
Herr Dr. Bruno Goering, Berlin-Siemensstadt, Brunnenstraße 16.

Seitens des Herrn Prof. Dr. Karl Herrmann, Berlin:
Herr Dr. Hans Cassel, Berlin W. 15, Lietzenburgerstraße 17.

Seitens des Herrn Dr. Fritz Kohl, Leipzig:
Firma Wilhelm Felsche, Schokoladen-Fabrik, Leipzig N 22, Menckestraße 31/37.
Herr Ing. Alfred Schopper, i. Fa. Louis Schopper, Leipzig S 3, Kaiser Wilhelmstraße 44.

Seitens des Herrn Stud.-Assessor Ernst Krause, Dresden:
Herr Dipl.-Ing. Ernst Teich, Dresden, Dürerstraße 45 (Technische Lehranstalten).

Seitens des Herrn Prof. Martienssen, Kiel:
Herr Dr. K. H. Hinrichsen, Kiel, Niemannsweg 109.
Herr Dipl.-Ing. Roever, Kiel, Karolinenweg 23.

Seitens des Herrn K. Möller, Berlin-Friedenau:
Herr Dr. phil. Walter Basche, Berlin-Wilmersdorf, Johannisbergerstraße 11/12.

Seitens des Herrn Dipl.-Ing. Schleusner, Recklinghausen:
Herr Dipl.-Ing. Lambertz, Recklinghausen, am Lohtor.

Seitens des Herrn Dr. Fritz Otto Schmidt, Ludwigshafen a. Rh.:
Herr Dipl.-Ing. Hans Mohwinkel, Ludwigshafen a. Rh., 4. Gartenweg 9a.

Seitens des Herrn Dir. J. M. Schmierer, Lichterfelde:
Herr Fabrikdir. Dr. Willy Saulmann, Berlin O. 34, Gubenerstraße 47 (i. Fa. Diamant Gasglühlicht A.-G.)

Seitens des Herrn Dipl.-Ing. R. Swinne, Berlin-Steglitz:
Herr Dr. Walter Mindt, Berlin W 15, Joachimsthalerstraße 31/32.

Sofern im Laufe von drei Wochen vom Erscheinen dieser Mitteilungen ab kein Widerspruch erhoben wird, gelten die Vorgeschlagenen als aufgenommen.

Die in der vorigen Nummer angemeldeten Mitglieder sind aufgenommen.

Adressenveränderungen.

Herr Ing. Erich Dickes, Berlin W 15, Motzstr. 50, jetzt Berlin-Schmargendorf, Doberauerstraße 6 III.
Herr Prof. Dr. E. Everling, Cöpenick, Lindenstraße 37, jetzt Schlachtensee, Heinrichstraße 29b.
Herr Dr. phil. Heinz Gabler, München, Theresienstr. 104, jetzt München 12, Gollierplatz 16 I.
Fräulein Dr. Maria Hornyak, Wien XV, Gasgasse 8, jetzt Frau Dr. Maria Markl-Hornyak, Wien IV, Große Neugasse 18.
Herr cand. phys. Adolf Knodel, Mannheim-Rheinau, Stengelhofstraße 1, jetzt Dr., Karlsruherstraße 2.
Herr Dipl.-Ing. Walter Kürbs, Halle a. d. S., Luisenstraße 15, jetzt Huttenstraße 73 II.
Herr Prof. Dr. C. Mainka, Göttingen, Planckstraße 5, jetzt Ratibor, Oberschlesien, Bahnhofstraße 4 I.
Herr Dr.-Ing. Horst Rothe, Dresden, Helmholtzstraße 2, jetzt Rostock, Adolf Wildbrandstraße 5.
Herr Dipl.-Ing. Hans Hermann Schultz, Dresden-A., Dürerstraße 45, jetzt Dresden-A., Pillnitzerstraße 70 II.
Herr Prof. Dr. E. Waetzmann, Breslau, Hansastraße 11, jetzt Breslau IX, Hedwigstraße 38, Gartenhaus.
Herr Baco Arnold Warren, Weißwasser O.-L., Gartenstraße 13, jetzt W. J A. Warren, 26 Wellington Rd. Charlton, London S. E. 7.
Herr Dr. Johannes Wiehr, Charlottenburg, Wernigeroderstraße 31 I, jetzt Spreestraße 10 II.

Der 1. Vorsitzende: Prof. Dr. G. Gehlhoff.

Ortsgruppe Dresden.

Donnerstag, den 9. Dezember, abends $1/2$8 Uhr, Sitzung im großen Hörsaal des Physikalischen Instituts der Technischen Hochschule, Bismarckplatz 18.

1. Geschäftliches.
2. Vortrag des Herrn Dr. Hausser-Berlin: „Über Metall-Einkristalle".

I. V.: Prof. Dr. Berndt, 2. Vorsitzender.

Nachsitzung im Moritzburger Saal des Hauptbahnhofes.



Inhaltsverzeichnis 1926.

Die Zahlen bedeuten die Seiten.

A. Sachverzeichnis.

Allgemeines, Zuzammenfassende Berichte, Originalbeiträge, Zuschriften an die Schriftleitung, Mitteilungen aus Technik und Industrie, Buchbesprechungen.

Allgemeines.

Buchbesprechungen.

Die eingeklammerten Namen sind die der Rezensenten.

Allgemeine Physik.

Allgemeine Technik.

Allgemeine technische Physik.

Festigkeitslehre.

Mechanik plastischer Körper.

Flüssigkeitsmechanik.

Hydrodynamische Maschinen.

Wasser- und Luftfahrzeuge.

Technische Wärmelehre (Kreisprozesse, Wärmeeigenschaften der Stoffe [Gase und Dämpfe]).

Wärme- und Kälteschutz.

Verbrennungs-, Heiz- und Schmelztechnik.

Dampf- und Gasströmung, Explosionen.

Mechanische Schwingungen.

Allgemeine technische Elektrizitätslehre.

Elektrische Maschinen und Apparate.

Nachrichten-Übermittlung durch Draht und Raum.

Elektrische Schwingungen (Sende- und Empfangsapparate).

Röntgenstrahlentechnik.



Allgemeine technische Optik.

Sehtechnik.

Leuchttechnik.

Allgemeine technische Akustik.

Metallphysik einschl. Prüfungsmethoden.

Stoffphysik einschl. Prüfungsmethoden.

Photographische Prozesse, Photochemie.

Geophysik.

Glasphysik.

B. Namensverzeichnis.

Die eingeklammerten Buchstaben hinter den Namen bedeuten:

(A) = Verfasser eines mit Namen gezeichneten Aufsatzes oder einer Mitteilung.
(R) = Verfasser einer Buchbesprechung.
(B) = Nennung als Verfasser eines selbständigen Buches oder als Herausgeber einer Zeitschrift (unter Besprechungen).
(P) = Nennung in einer persönlichen oder gesellschaftlichen Mitteilung (auch in einem Lebensabriß).

Die Zahlen bedeuten die Seiten.

Redaktionsschluß am 21. Dezember 1926.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig

